This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at `http://books.google.com/`

A propos de ce livre

Ceci est une copie numérique d'un ouvrage conservé depuis des générations dans les rayonnages d'une bibliothèque avant d'être numérisé avec précaution par Google dans le cadre d'un projet visant à permettre aux internautes de découvrir l'ensemble du patrimoine littéraire mondial en ligne.

Ce livre étant relativement ancien, il n'est plus protégé par la loi sur les droits d'auteur et appartient à présent au domaine public. L'expression "appartenir au domaine public" signifie que le livre en question n'a jamais été soumis aux droits d'auteur ou que ses droits légaux sont arrivés à expiration. Les conditions requises pour qu'un livre tombe dans le domaine public peuvent varier d'un pays à l'autre. Les livres libres de droit sont autant de liens avec le passé. Ils sont les témoins de la richesse de notre histoire, de notre patrimoine culturel et de la connaissance humaine et sont trop souvent difficilement accessibles au public.

Les notes de bas de page et autres annotations en marge du texte présentes dans le volume original sont reprises dans ce fichier, comme un souvenir du long chemin parcouru par l'ouvrage depuis la maison d'édition en passant par la bibliothèque pour finalement se retrouver entre vos mains.

Consignes d'utilisation

Google est fier de travailler en partenariat avec des bibliothèques à la numérisation des ouvrages appartenant au domaine public et de les rendre ainsi accessibles à tous. Ces livres sont en effet la propriété de tous et de toutes et nous sommes tout simplement les gardiens de ce patrimoine. Il s'agit toutefois d'un projet coûteux. Par conséquent et en vue de poursuivre la diffusion de ces ressources inépuisables, nous avons pris les dispositions nécessaires afin de prévenir les éventuels abus auxquels pourraient se livrer des sites marchands tiers, notamment en instaurant des contraintes techniques relatives aux requêtes automatisées.

Nous vous demandons également de:

+ *Ne pas utiliser les fichiers à des fins commerciales* Nous avons conçu le programme Google Recherche de Livres à l'usage des particuliers. Nous vous demandons donc d'utiliser uniquement ces fichiers à des fins personnelles. Ils ne sauraient en effet être employés dans un quelconque but commercial.

+ *Ne pas procéder à des requêtes automatisées* N'envoyez aucune requête automatisée quelle qu'elle soit au système Google. Si vous effectuez des recherches concernant les logiciels de traduction, la reconnaissance optique de caractères ou tout autre domaine nécessitant de disposer d'importantes quantités de texte, n'hésitez pas à nous contacter. Nous encourageons pour la réalisation de ce type de travaux l'utilisation des ouvrages et documents appartenant au domaine public et serions heureux de vous être utile.

+ *Ne pas supprimer l'attribution* Le filigrane Google contenu dans chaque fichier est indispensable pour informer les internautes de notre projet et leur permettre d'accéder à davantage de documents par l'intermédiaire du Programme Google Recherche de Livres. Ne le supprimez en aucun cas.

+ *Rester dans la légalité* Quelle que soit l'utilisation que vous comptez faire des fichiers, n'oubliez pas qu'il est de votre responsabilité de veiller à respecter la loi. Si un ouvrage appartient au domaine public américain, n'en déduisez pas pour autant qu'il en va de même dans les autres pays. La durée légale des droits d'auteur d'un livre varie d'un pays à l'autre. Nous ne sommes donc pas en mesure de répertorier les ouvrages dont l'utilisation est autorisée et ceux dont elle ne l'est pas. Ne croyez pas que le simple fait d'afficher un livre sur Google Recherche de Livres signifie que celui-ci peut être utilisé de quelque façon que ce soit dans le monde entier. La condamnation à laquelle vous vous exposeriez en cas de violation des droits d'auteur peut être sévère.

À propos du service Google Recherche de Livres

En favorisant la recherche et l'accès à un nombre croissant de livres disponibles dans de nombreuses langues, dont le français, Google souhaite contribuer à promouvoir la diversité culturelle grâce à Google Recherche de Livres. En effet, le Programme Google Recherche de Livres permet aux internautes de découvrir le patrimoine littéraire mondial, tout en aidant les auteurs et les éditeurs à élargir leur public. Vous pouvez effectuer des recherches en ligne dans le texte intégral de cet ouvrage à l'adresse `http://books.google.com`

NYPL RESEARCH LIBRARIES
3 3433 06633323 2

3-P88
M

TRAITÉ

DE

MÉCANIQUE RATIONNELLE.

TRAITÉ

DE

MÉCANIQUE RATIONNELLE.

COURS DE MÉCANIQUE DE LA FACULTÉ DES SCIENCES.

TRAITÉ

DE

MÉCANIQUE RATIONNELLE

PAR

Paul APPELL,

MEMBRE DE L'INSTITUT,
PROFESSEUR A LA FACULTÉ DES SCIENCES.

TOME DEUXIÈME.

DYNAMIQUE DES SYSTÈMES. — MÉCANIQUE ANALYTIQUE.

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS ET FILS, IMPRIMEURS-LIBRAIRES
DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,
Quai des Grands-Augustins, 55.

1896

(Tous droits réservés.)

THE NEW YORK
PUBLIC LIBRARY
46280
ASTOR, LENOX AND
TILDEN FOUNDATIONS.

THE ASTOR LIBRARY
NY

TRAITÉ

DE

MÉCANIQUE RATIONNELLE.

DYNAMIQUE DES SYSTÈMES. — MÉCANIQUE ANALYTIQUE.

PREMIÈRE PARTIE.

DYNAMIQUE ANALYTIQUE DU POINT.

CHAPITRE XVI.

ÉQUATIONS CANONIQUES. THÉORÈME DE JACOBI. APPLICATIONS.

291. Historique. — Les équations du mouvement d'un point, soit libre, soit assujetti à glisser sur une surface ou sur une courbe fixes ou mobiles, ont été mises par Lagrange sous une forme qui est la même dans les trois cas; avec cette seule différence que le nombre des paramètres à trouver en fonction du temps est *trois* pour un point libre, *deux* pour un point sur une surface, *un* pour un point sur une courbe (n°s 259, 263, 278). Nous verrons plus loin que les équations du problème le plus général de la dynamique des systèmes peuvent se mettre sous cette même forme, le nombre des paramètres étant alors quelconque.

Les transformations et les théorèmes qui suivent s'appliquent

seulement au cas particulier où les projections X, Y, Z de la résultante des forces données appliquées au point sont les dérivées partielles, par rapport à x, y, z, d'une fonction $U(x, y, z, t)$ pouvant contenir explicitement le temps t. Les équations de Lagrange sont alors de la forme

$$(1) \qquad \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial q'_\nu}\right) - \frac{\partial T}{\partial q_\nu} = \frac{\partial U}{\partial q_\nu}, \qquad q'_\nu = \frac{dq_\nu}{dt},$$

où $\nu = 1, 2, 3$ pour un point libre, $\nu = 1, 2$ pour un point sur une surface, $\nu = 1$ pour un point sur une courbe. Nous développerons la théorie en supposant, pour fixer les idées, que le point soit libre, $\nu = 1, 2, 3$: il y aura alors trois équations et trois paramètres q_1, q_2, q_3. Mais, comme on le verra, les raisonnements sont indépendants du nombre des équations (1).

Une transformation, commencée par Poisson et terminée par Hamilton, permet d'écrire ces équations sous une forme qui ne contient plus que les dérivées partielles d'une seule fonction et qui est très propre aux recherches théoriques.

Cette forme a conduit Jacobi à un théorème extrêmement remarquable sur l'intégration des équations du mouvement.

I. — ÉQUATIONS CANONIQUES. — THÉORÈME DE JACOBI.

202. Transformation de Poisson et Hamilton. — Poisson eut l'idée de prendre comme variables les quantités

$$(2) \qquad p_1 = \frac{\partial T}{\partial q'_1}, \qquad p_2 = \frac{\partial T}{\partial q'_2}, \qquad p_3 = \frac{\partial T}{\partial q'_3}.$$

Ces équations étant linéaires par rapport aux lettres q'_1, q'_2, q'_3, puisque T est une fonction du second degré de ces quantités, pourront être résolues et donneront

$$(3) \qquad \begin{cases} q'_1 = f_1(q_1, q_2, q_3, p_1, p_2, p_3, t), \\ q'_2 = f_2(q_1, q_2, q_3, p_1, p_2, p_3, t), \\ q'_3 = f_3(q_1, q_2, q_3, p_1, p_2, p_3, t). \end{cases}$$

Voyons ce que deviennent les équations de Lagrange quand on y remplace q'_1, q'_2, q'_3 par ces expressions.

Tout d'abord le premier terme des équations (1)

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial q'_\nu}\right)$$

devient simplement

$$\frac{dp_\nu}{dt}.$$

Pour transformer le second terme $-\frac{\partial T}{\partial q_\nu}$, laissons dans l'expression de T la variable t constante, et donnons aux variables $q_1, q_2, q_3, p_1, p_2, p_3$ des accroissements infiniment petits, arbitraires, indépendants δq_1, δq_2, δq_3, δp_1, δp_2, δp_3; il en résulte pour q'_1, q'_2, q'_3 des variations $\delta q'_1$, $\delta q'_2$, $\delta q'_3$ définies par les relations (3) dans lesquelles t reste constant.

La fonction T, qui dépend des lettres q_1, q_2, q_3, q'_1, q'_2, q'_3 et t, subit alors une variation δT donnée par la formule

$$\delta T = \frac{\partial T}{\partial q_1}\delta q_1 + \frac{\partial T}{\partial q_2}\delta q_2 + \frac{\partial T}{\partial q_3}\delta q_3 + \frac{\partial T}{\partial q'_1}\delta q'_1 + \frac{\partial T}{\partial q'_2}\delta q'_2 + \frac{\partial T}{\partial q'_3}\delta q'_3$$

ou, en vertu des équations (2),

$$\delta T = \frac{\partial T}{\partial q_1}\delta q_1 + \frac{\partial T}{\partial q_2}\delta q_2 + \frac{\partial T}{\partial q_3}\delta q_3 + p_1\delta q'_1 + p_2\delta q'_2 + p_3\delta q'_3;$$

ce qu'on peut écrire

$$\begin{aligned}\delta T = {} & \delta(p_1 q'_1 + p_2 q'_2 + p_3 q'_3) \\ & + \frac{\partial T}{\partial q_1}\delta q_1 + \frac{\partial T}{\partial q_2}\delta q_2 + \frac{\partial T}{\partial q_3}\delta q_3 - q'_1\delta p_1 - q'_2\delta p_2 - q'_3\delta p_3.\end{aligned}$$

En posant, pour abréger,

$$K = p_1 q'_1 + p_2 q'_2 + p_3 q'_3 - T,$$

cette identité s'écrit

$$\delta K = -\frac{\partial T}{\partial q_1}\delta q_1 - \frac{\partial T}{\partial q_2}\delta q_2 - \frac{\partial T}{\partial q_3}\delta q_3 + q'_1\delta p_1 + q'_2\delta p_2 + q'_3\delta p_3;$$

ce qui donne une première expression de la différentielle δK. Supposons d'autre part K exprimé au moyen du système nouveau de variables q_1, q_2, q_3, p_1, p_2, p_3, t; quand q_1, q_2, q_3,

p_1, p_2, p_3 subissent les accroissements arbitraires considérés, la différentielle δK est donnée par la formule

$$\delta K = \frac{\partial K}{\partial q_1}\delta q_1 + \frac{\partial K}{\partial q_2}\delta q_2 + \frac{\partial K}{\partial q_3}\delta q_3 + \frac{\partial K}{\partial p_1}\delta p_1 + \frac{\partial K}{\partial p_2}\delta p_2 + \frac{\partial K}{\partial p_3}\delta p_3.$$

Cette expression doit être identique à la précédente, quels que soient $\delta q_1, \delta q_2, \delta q_3, \delta p_1, \delta p_2, \delta p_3$; on a donc

$$(4) \qquad -\frac{\partial T}{\partial q_\nu} = \frac{\partial K}{\partial q_\nu}, \qquad q'_\nu = \frac{\partial K}{\partial p_\nu} \qquad (\nu = 1, 2, 3).$$

Dans ces équations les dérivées partielles de T sont prises en supposant T exprimé en $q_1, q_2, q_3, q'_1, q'_2, q'_3$, et celles de K en supposant cette fonction exprimée en $q_1, q_2, q_3, p_1, p_2, p_3$. En vertu des équations (4), les équations de Lagrange (1) prennent la forme

$$(5) \qquad \frac{dp_\nu}{dt} + \frac{\partial K}{\partial q_\nu} = \frac{\partial U}{\partial q_\nu}, \qquad \frac{dq_\nu}{dt} = \frac{\partial K}{\partial p_\nu} \qquad (\nu = 1, 2, 3).$$

Considérons la différence

$$H = K - U;$$

la fonction U dépendant seulement de x, y, z, t s'exprime au moyen du temps et des seules variables q_1, q_2, q_3, tandis que K dépend du temps, des variables q_1, q_2, q_3 et aussi des variables p_1, p_2, p_3 ; de sorte que l'on a

$$\frac{\partial K}{\partial p_\nu} = \frac{\partial H}{\partial p_\nu}, \qquad \frac{\partial K}{\partial q_\nu} - \frac{\partial U}{\partial q_\nu} = \frac{\partial H}{\partial q_\nu}$$

et les équations (5) deviennent, en faisant successivement $\nu = 1, 2, 3$,

$$(6) \qquad \begin{cases} \dfrac{dq_1}{dt} = \dfrac{\partial H}{\partial p_1}, & \dfrac{dq_2}{dt} = \dfrac{\partial H}{\partial p_2}, & \dfrac{dq_3}{dt} = \dfrac{\partial H}{\partial p_3}, \\ \dfrac{dp_1}{dt} = -\dfrac{\partial H}{\partial q_1}, & \dfrac{dp_2}{dt} = -\dfrac{\partial H}{\partial q_2}, & \dfrac{dp_3}{dt} = -\dfrac{\partial H}{\partial q_3}. \end{cases}$$

Ce sont là les équations canoniques du mouvement données par Hamilton; elles sont du premier ordre et au nombre de 6; elles déterminent les 6 variables $q_1, q_2, q_3, p_1, p_2, p_3$ en fonc-

tion du temps et de six constantes arbitraires. Pour avoir le mouvement du système, il suffit de trouver les valeurs des paramètres q_1, q_2, q_3 en fonction du temps, puisque ce sont les seuls qui interviennent dans la détermination de la position du point.

293. Cas particulier où les expressions de x, y, z en fonction de q_1, q_2, q_3 ne contiennent pas explicitement le temps. — Les calculs se simplifient si la définition des nouvelles coordonnées q_1, q_2, q_3 est indépendante du temps, c'est-à-dire si les expressions de x, y, z en q_1, q_2, q_3 ne contiennent pas t. On a alors

$$K = T;$$

en effet, T étant dans ce cas une fonction homogène et du second degré par rapport à q'_1, q'_2, q'_3, on a (nos 261, 265, 279)

$$q'_1 \frac{\partial T}{\partial q'_1} + q'_2 \frac{\partial T}{\partial q'_2} + q'_3 \frac{\partial T}{\partial q'_3} = 2T;$$

or, d'après les équations (2), le premier membre n'est autre que $p_1 q'_1 + p_2 q'_2 + p_3 q'_3$; on a donc

$$K = p_1 q'_1 + p_2 q'_2 + p_3 q'_3 - T = 2T - T = T$$

et la fonction d'Hamilton H devient

$$T - U.$$

Dans ce cas, les calculs qu'il faut faire pour passer de la forme quadratique T, exprimée en q'_1, q'_2, q'_3, à la forme T exprimée en p_1, p_2, p_3, sont identiques à ceux que l'on fait pour passer d'une forme quadratique à la forme adjointe, par exemple, pour passer de l'équation d'une conique en coordonnées ponctuelles homogènes à l'équation de cette conique en coordonnées tangentielles homogènes.

Si l'on pose

$$2T = a_{11} q'^2_1 + a_{22} q'^2_2 + a_{33} q'^2_3 + 2a_{12} q'_1 q'_2 + 2a_{23} q'_2 q'_3 + 2a_{31} q'_3 q'_1$$

ou, sous forme condensée,

$$2T = \sum a_{ik} q'_i q'_k \qquad (a_{ik} = a_{ki}),$$

on a

$$p_1 = \frac{\partial T}{\partial q'_1} = a_{11}q'_1 + a_{12}q'_2 + a_{13}q'_3,$$
$$p_2 = \frac{\partial T}{\partial q'_2} = a_{21}q'_1 + a_{22}q'_2 + a_{23}q'_3,$$
$$p_3 = \frac{\partial T}{\partial q'_3} = a_{31}q'_1 + a_{32}q'_2 + a_{33}q'_3.$$

D'où, en désignant par D le discriminant de la forme quadratique, c'est-à-dire le déterminant des neuf quantités a_{ik}, et A_{ik} le mineur de ce déterminant relatif à l'élément a_{ik}, $A_{ik} = \frac{\partial D}{\partial a_{ik}}$,

$$q'_\nu = \frac{1}{D}(A_{\nu 1}p_1 + A_{\nu 2}p_2 + A_{\nu 3}p_3) \qquad (\nu = 1, 2, 3),$$
$$2T = p_1 q'_1 + p_2 q'_2 + p_3 q'_3 = \sum \frac{A_{ik}}{D} p_i p_k \quad (A_{ik} = A_{ki}).$$

294. *Remarque.* — Pour faire la transformation d'Hamilton, il a fallu supposer résolues les équations (2) par rapport à q'_1, q'_2, q'_3. Cette résolution est toujours possible. Prenons, par exemple, le cas où la définition des nouvelles coordonnées est indépendante du temps; T est alors une fonction homogène et du second degré, c'est-à-dire une forme quadratique de q'_1, q'_2, q'_3, et le déterminant des coefficients de ces inconnues dans les équations (2) est le discriminant de cette forme quadratique; s'il était nul, on pourrait trouver un système de valeurs de q'_1, q'_2, q'_3, non toutes nulles, $(q'_1)^0$, $(q'_2)^0$, $(q'_3)^0$ annulant toutes les dérivées partielles de T par rapport à ces variables, ce qui est impossible, puisque ce système de valeurs annulerait T d'après la relation

$$2T = q'_1 \frac{\partial T}{\partial q'_1} + q'_2 \frac{\partial T}{\partial q'_2} + q'_3 \frac{\partial T}{\partial q'_3};$$

or, 2T étant la force vive du point ne peut pas s'annuler pour des valeurs réelles de q'_1, q'_2, q'_3, c'est-à-dire pour un mouvement réel du point. On voit donc bien que le déterminant considéré est toujours différent de zéro et la résolution des équations (2) est possible.

Si les expressions de x, y, z en fonction de q_1, q_2, q_3 contiennent explicitement le temps

$$x = \varphi(q_1, q_2, q_3, t), \qquad y = \psi(q_1, q_2, q_3, t), \qquad \ldots,$$

la demi-force vive

$$T = \frac{m}{2}(x'^2 + y'^2 + z'^2) = \frac{m}{2}\left[\left(\frac{\partial\varphi}{\partial q_1}q'_1 + \frac{\partial\varphi}{\partial q_2}q'_2 + \frac{\partial\varphi}{\partial q_3}q'_3 + \frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)^2 + \ldots\right]$$

n'est plus homogène en q'_1, q'_2, q'_3. Mais le déterminant des coefficients de q'_1, q'_2, q'_3 dans les équations (2) est alors le discriminant de la forme quadratique

$$T_1 = \frac{m}{2}\left[\left(\frac{\partial\varphi}{\partial q_1}q'_1 + \frac{\partial\varphi}{\partial q_2}q'_2 + \frac{\partial\varphi}{\partial q_3}q'_3\right)^2 + \ldots\right]$$

obtenue en prenant, dans T, les termes du second degré. Ce discriminant ne peut pas être nul, car, s'il l'était, la fonction T_1 s'annulerait pour des valeurs réelles de q'_1, q'_2, q'_3, non nulles toutes trois, et il existerait un déplacement virtuel du point, obtenu en laissant t constant et faisant varier q_1, q_2, q_3, pour lequel la demi-force vive virtuelle $\frac{1}{2}m\frac{\delta x^2+\delta y^2+\delta z^2}{\delta t^2}$ serait nulle; ce qui est impossible.

295. Intégrale des forces vives. — Nous avons vu antérieurement que, dans le cas où il existe une fonction des forces $U(x, y, z)$, on a l'intégrale des forces vives sous la forme

$$T - U = h.$$

C'est ce que nous avons vérifié (nos **261**, **265**, **279**) en supposant les expressions de x, y, z en q_1, q_2, q_3 indépendantes du temps. On a ainsi une intégrale première des équations canoniques qu'on peut déduire par un calcul direct de ces équations.

Pour le vérifier, nous supposerons encore que les expressions de x, y, z en fonction de q_1, q_2, q_3 ne contiennent pas t; dans ce cas T ne contient pas t, U non plus, ni H, qui est égal à T — U. Si alors, dans la fonction H, les paramètres q_1, q_2, q_3 et p_1, p_2, p_3 sont supposés remplacés par les expressions qu'ils doivent prendre en fonction du temps en vertu des équations (6), on a, d'après le théorème des fonctions de fonctions

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\partial H}{\partial q_1}\frac{dq_1}{dt} + \frac{\partial H}{\partial q_2}\frac{dq_2}{dt} + \frac{\partial H}{\partial q_3}\frac{dq_3}{dt} + \frac{\partial H}{\partial p_1}\frac{dp_1}{dt} + \frac{\partial H}{\partial p_2}\frac{dp_2}{dt} + \frac{\partial H}{\partial p_3}\frac{dp_3}{dt};$$

or, d'après les équations canoniques, on a

$$\frac{\partial H}{\partial q_\nu}\frac{dq_\nu}{dt} + \frac{\partial H}{\partial p_\nu}\frac{dp_\nu}{dt} = \frac{\partial H}{\partial q_\nu}\frac{\partial H}{\partial p_\nu} - \frac{\partial H}{\partial p_\nu}\frac{\partial H}{\partial q_\nu} = 0$$

et il reste

$$\frac{dH}{dt} = 0 \quad \text{ou} \quad H = h \quad \text{ou} \quad T - U = h.$$

Si les expressions de x, y, z en q_1, q_2, q_3 dépendaient du temps, H ne serait plus égal à T — U et l'on n'aurait plus l'inté-

grale $H = h$: H contiendrait explicitement le temps, et la dérivée totale $\frac{dH}{dt}$, prise en regardant $q_1, q_2, q_3, p_1, p_2, p_3$ comme fonctions de t, aurait un terme de plus, la dérivée partielle de H par rapport à la lettre t figurant explicitement dans H,

$$\frac{\partial H}{\partial t};$$

la réduction qui précède donnerait alors

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\partial H}{\partial t}.$$

296. Exemple. Force centrale fonction de la distance. — Mettons, par exemple, sous forme canonique les équations du mouvement d'un point dans un plan sous l'action d'une force centrale fonction de la distance. Prenons le centre des forces pour origine et un système de coordonnées polaires r et θ, jouant le rôle des paramètres q_1 et q_2. La demi-force vive est, en supposant la masse du point égale à l'unité,

$$T = \tfrac{1}{2}(r'^2 + r^2\theta'^2).$$

La fonction de forces U est fonction de r, $U = \Psi(r)$. Comme T est homogène en r' et θ', on a

$$H = T - U = \tfrac{1}{2}(r'^2 + r^2\theta'^2) - \Psi(r).$$

Les variables p_1 et p_2 sont définies par les équations

$$p_1 = \frac{\partial T}{\partial r'} = r', \qquad p_2 = \frac{\partial T}{\partial \theta'} = r^2\theta',$$

d'où l'on tire

$$r' = p_1, \qquad \theta' = \frac{p_2}{r^2};$$

l'expression de H en fonction de ces nouvelles variables est donc

$$H = \frac{1}{2}\left(p_1^2 + \frac{p_2^2}{r^2}\right) - \Psi(r),$$

et les équations canoniques sont

$$\frac{dr}{dt} = p_1, \qquad \frac{d\theta}{dt} = \frac{p_2}{r^2},$$

$$\frac{dp_1}{dt} = \frac{p_2^2}{r^3} + \Psi'(r), \qquad \frac{dp_2}{dt} = 0,$$

équations définissant r, θ, p_1 et p_2 en fonction de t. La dernière donne $p_2 = C$ et en portant dans la seconde $r^2\frac{d\theta}{dt} = C$, ce qui est l'équation des

aires, éliminant p_1 entre la première et la troisième, et remplaçant p_2 par C, on a l'équation

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{C^2}{r^3} + \Psi'(r),$$

équation établie directement, dans le premier volume, comme définissant le mouvement sur le rayon vecteur.

Le théorème des forces vives s'exprime par l'équation $T - U = h$, ou $H = h$.

II. — THÉORÈME DE JACOBI.

297. Théorème de Jacobi. — Dans les équations canoniques (6) H est une fonction du second degré des lettres p_1, p_2, p_3. Le théorème de Jacobi s'applique à des équations quelconques de la forme (6), H étant une fonction donnée quelconque de p_1, p_2, p_3, q_1, q_2, q_3 et t, fonction que nous écrirons $H(p_1, p_2, p_3, q_1, q_2, q_3, t)$ pour mettre les variables en évidence. L'origine du théorème de Jacobi est dans cette remarque que les équations canoniques sont les équations des caractéristiques de l'équation aux dérivées partielles du premier ordre suivante, définissant V comme fonction des variables q_1, q_2, q_3, t, regardées comme indépendantes :

$$(J) \qquad \frac{\partial V}{\partial t} + H\left(\frac{\partial V}{\partial q_1}, \frac{\partial V}{\partial q_2}, \frac{\partial V}{\partial q_3}, q_1, q_2, q_3, t\right) = 0.$$

Le premier membre de cette équation s'obtient en écrivant $\frac{\partial V}{\partial t}$, plus ce que devient la fonction H quand on y remplace p_1, p_2, p_3 par $\frac{\partial V}{\partial q_1}, \frac{\partial V}{\partial q_2}, \frac{\partial V}{\partial q_3}$.

Hamilton avait démontré que, si l'on connaît les intégrales générales des équations du mouvement mises sous forme canonique, on peut en déduire une intégrale complète de cette équation aux dérivées partielles. Jacobi compléta ce théorème en montrant que, réciproquement, si l'on connaît une intégrale complète quelconque de cette équation aux dérivées partielles, on peut en déduire les intégrales générales des équations du mouvement. Comme nous venons de le dire, cette équation aux dérivées partielles que nous nommons *équation de Jacobi,* est choisie de telle façon que les équations (6) du mouvement soient les équations différentielles des caractéristiques, d'après la méthode connue d'intégration des

équations aux dérivées partielles du premier ordre. Nous n'aurons d'ailleurs pas à nous servir de cette méthode.

Précisons d'abord la forme que doivent avoir les intégrales générales des équations canoniques. Les équations (6) forment six équations du premier ordre définissant q_1, q_2, q_3, p_1, p_2, p_3 en fonction du temps; leurs intégrales générales sont donc données par des équations de la forme

$$\begin{aligned} q_\nu &= F_\nu(t, a_1, a_2, a_3, b_1, b_2, b_3) \\ p_\nu &= G_\nu(t, a_1, a_2, a_3, b_1, b_2, b_3) \end{aligned} \qquad (\nu = 1, 2, 3)$$

avec six constantes arbitraires a_1, a_2, a_3, b_1, b_2, b_3.

Cela posé, l'équation aux dérivées partielles (J) du premier ordre définit une certaine fonction V des variables q_1, q_2, q_3, t, regardées comme indépendantes. On sait qu'on appelle, d'après Lagrange, *intégrale complète d'une équation aux dérivées partielles du premier ordre,* une solution de cette équation contenant autant de constantes arbitraires qu'il y a de variables indépendantes; dans le cas actuel, une intégrale complète devra donc contenir quatre constantes arbitraires. Mais, comme l'équation (J) ne contient que les dérivées de V, il est évident que, si l'on possède une solution V de l'équation, la fonction V + const. est une autre solution; donc, pour avoir une intégrale complète, il suffit de trouver une solution

$$\text{(C)} \qquad V(q_1, q_2, q_3, t, a_1, a_2, a_3)$$

avec *trois constantes arbitraires* a_1, a_2, a_3, *dont aucune n'est simplement ajoutée à la solution;* la fonction V + const. est alors une intégrale complète. Cette dernière constante, qu'on peut toujours ajouter, ne joue aucun rôle dans le théorème de Jacobi dont voici l'énoncé : *Si l'on a trouvé une intégrale complète telle que* (C), *les équations finies du mouvement, c'est-à-dire les intégrales générales des équations canoniques sont*

$$(J_1) \qquad \frac{\partial V}{\partial a_1} = b_1, \qquad \frac{\partial V}{\partial a_2} = b_2, \qquad \frac{\partial V}{\partial a_3} = b_3;$$

$$(J_2) \qquad p_1 = \frac{\partial V}{\partial q_1}, \qquad p_2 = \frac{\partial V}{\partial q_2}, \qquad p_3 = \frac{\partial V}{\partial q_3},$$

b_1, b_2, b_3 *désignant des constantes arbitraires.*

Les trois équations (J_1) de la première ligne, résolues par rapport à q_1, q_2, q_3, donnent q_1, q_2, q_3 en fonction du temps et des six constantes a_1, a_2, a_3, b_1, b_2, b_3; ces valeurs étant portées dans les équations (J_2), ces équations donnent ensuite p_1, p_2, p_3 en fonction du temps et des mêmes constantes : il faut montrer que les expressions ainsi obtenues sont les intégrales générales des équations canoniques

$$(6) \qquad \frac{dq_\nu}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_\nu}, \qquad \frac{dp_\nu}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_\nu}, \qquad (\nu = 1, 2, 3).$$

Les équations (J_1) forment un système de trois équations simultanées entre q_1, q_2, q_3 et t, définissant q_1, q_2, q_3 en fonction de t; cherchons les dérivées de q_1, q_2, q_3 par rapport à t, d'après le théorème des fonctions implicites, c'est-à-dire en différentiant les équations (J_1) et en y regardant q_1, q_2, q_3 comme fonctions de t; nous avons ainsi

$$(7) \qquad \left\{ \begin{aligned} &\frac{\partial^2 V}{\partial a_1 \partial t} + \frac{\partial^2 V}{\partial a_1 \partial q_1}\frac{dq_1}{dt} + \frac{\partial^2 V}{\partial a_1 \partial q_2}\frac{dq_2}{dt} + \frac{\partial^2 V}{\partial a_1 \partial q_3}\frac{dq_3}{dt} = 0, \\ &\frac{\partial^2 V}{\partial a_2 \partial t} + \frac{\partial^2 V}{\partial a_2 \partial q_1}\frac{dq_1}{dt} + \frac{\partial^2 V}{\partial a_2 \partial q_2}\frac{dq_2}{dt} + \frac{\partial^2 V}{\partial a_2 \partial q_3}\frac{dq_3}{dt} = 0, \\ &\frac{\partial^2 V}{\partial a_3 \partial t} + \frac{\partial^2 V}{\partial a_3 \partial q_1}\frac{dq_1}{dt} + \frac{\partial^2 V}{\partial a_3 \partial q_2}\frac{dq_2}{dt} + \frac{\partial^2 V}{\partial a_3 \partial q_3}\frac{dq_3}{dt} = 0. \end{aligned} \right.$$

De ces trois équations du premier degré, on peut tirer $\frac{dq_1}{dt}$ $\frac{dq_2}{dt}$, $\frac{dq_3}{dt}$, et il faut vérifier que les valeurs de ces dérivées satisfont aux équations (6), c'est-à-dire sont égales respectivement à $\frac{\partial H}{\partial p_1}$, $\frac{\partial H}{\partial p_2}$, $\frac{\partial H}{\partial p_3}$. Mais comme, en général, un système d'équations du premier degré n'a qu'une solution, il suffit de vérifier que les équations (7) sont satisfaites quand on y remplace $\frac{dq_1}{dt}$, $\frac{dq_2}{dt}$, $\frac{dq_3}{dt}$ par $\frac{\partial H}{\partial p_1}$, $\frac{\partial H}{\partial p_2}$, $\frac{\partial H}{\partial p_3}$. Il suffit, par exemple, de vérifier que l'on a l'identité

$$(8) \qquad \frac{\partial^2 V}{\partial a_1 \partial t} + \frac{\partial^2 V}{\partial a_1 \partial q_1}\frac{\partial H}{\partial p_1} + \frac{\partial^2 V}{\partial a_1 \partial q_2}\frac{\partial H}{\partial p_2} + \frac{\partial^2 V}{\partial a_1 \partial q_3}\frac{\partial H}{\partial p_3} = 0$$

après qu'on a remplacé q_1, q_2, q_3 et p_1, p_2, p_3 par leurs valeurs en fonction du temps et des six constantes arbitraires tirées

des équations (J_1) et (J_2); mais nous allons vérifier que cette équation est une identité en q_1, q_2, q_3, t, a_1, a_2, a_3, dès qu'on y remplace p_1, p_2, p_3 par leurs valeurs (J_2). En effet, si dans l'équation (J) on a substitué à la place de V l'intégrale complète (C), le résultat de la substitution est identiquement nul, quels que soient q_1, q_2, q_3, t, a_1, a_2, a_3; les dérivées partielles de ce résultat, par rapport à chacune des lettres q_1, q_2, q_3, t, a_1, a_2, a_3, seront donc aussi identiquement nulles. Écrivons que la dérivée partielle de ce résultat (J), par rapport à a_1, est identiquement nulle, nous aurons

$$(8') \quad \frac{\partial^2 V}{\partial a_1 \partial t} + \frac{\partial H}{\partial\left(\frac{\partial V}{\partial q_1}\right)} \frac{\partial^2 V}{\partial a_1 \partial q_1} + \frac{\partial H}{\partial\left(\frac{\partial V}{\partial q_2}\right)} \frac{\partial^2 V}{\partial a_1 \partial q_2} + \frac{\partial H}{\partial\left(\frac{\partial V}{\partial q_3}\right)} \frac{\partial^2 V}{\partial a_1 \partial q_3} = 0,$$

car le premier membre de (J) dépend de a_1 par le terme $\frac{\partial V}{\partial t}$ et par les quantités $\frac{\partial V}{\partial q_1}$, $\frac{\partial V}{\partial q_2}$, $\frac{\partial V}{\partial q_3}$ qui figurent dans H. Cette identité (8') exprime précisément, comme nous voulions le démontrer, que l'expression (8) est une identité quand on y remplace p_1, p_2, p_3 par leurs valeurs (J_2). On vérifierait de même que les valeurs $\frac{\partial H}{\partial p_1}$, $\frac{\partial H}{\partial p_2}$, $\frac{\partial H}{\partial p_3}$, substituées dans les deux autres équations (7) à la place de $\frac{dq_1}{dt}$, $\frac{dq_2}{dt}$, $\frac{dq_3}{dt}$, les rendent identiques.

Nous venons de démontrer que les valeurs de q_1, q_2, q_3, définies par les équations (J_1), vérifient les équations $\frac{dq_\nu}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_\nu}$; il reste à vérifier de même que les valeurs de p_1, p_2, p_3, définies par les équations (J_2), vérifient les équations

$$\frac{dp_\nu}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_\nu}.$$

Vérifions-le pour p_1. On tire de (J_2)

$$\frac{dp_1}{dt} = \frac{\partial^2 V}{\partial q_1 \partial t} + \frac{\partial^2 V}{\partial q_1^2}\frac{dq_1}{dt} + \frac{\partial^2 V}{\partial q_1 \partial q_2}\frac{dq_2}{dt} + \frac{\partial^2 V}{\partial q_1 \partial q_3}\frac{dq_3}{dt},$$

car $\frac{\partial V}{\partial q_1}$ dépend de t directement et par l'intermédiaire de q_1, q_2, q_3. Il s'agit de vérifier que cette expression de $\frac{dp_1}{dt}$ est identique

à $-\frac{\partial H}{\partial q_1}$ en vertu des équations (J_1) et (J_2). Or nous venons de démontrer que $\frac{dq_1}{dt}, \frac{dq_2}{dt}, \frac{dq_3}{dt}$ sont identiques à $\frac{\partial H}{\partial p_1}, \frac{\partial H}{\partial p_2}, \frac{\partial H}{\partial p_3}$; portons ces valeurs dans l'expression ci-dessus de $\frac{dp_1}{dt}$ et égalons le résultat à $-\frac{\partial H}{\partial q_1}$, nous avons l'équation

$$(9) \qquad \frac{\partial^2 V}{\partial q_1 \partial t} + \frac{\partial^2 V}{\partial q_1^2}\frac{\partial H}{\partial p_1} + \frac{\partial^2 V}{\partial q_1 \partial q_2}\frac{\partial H}{\partial p_2} + \frac{\partial^2 V}{\partial q_1 \partial q_3}\frac{\partial H}{\partial p_3} = -\frac{\partial H}{\partial q_1},$$

qui doit être une identité en vertu des équations (J_1) et (J_2); nous allons voir, comme plus haut, qu'elle est identiquement vérifiée dès qu'on y remplace p_1, p_2, p_3 par les valeurs (J_2). En effet, l'intégrale complète V étant substituée dans le premier membre de l'équation (J) de Jacobi, le résultat de la substitution est identiquement nul quels que soient q_1, q_2, q_3, t, a_1, a_2, a_3. La dérivée du premier membre par rapport à q_1 est donc identiquement nulle : écrivant ce fait, on a

$$(9') \qquad \frac{\partial^2 V}{\partial q_1 \partial t} + \frac{\partial H}{\partial q_1} + \frac{\partial H}{\partial\left(\frac{\partial V}{\partial q_1}\right)}\frac{\partial^2 V}{\partial q_1^2} + \frac{\partial H}{\partial\left(\frac{\partial V}{\partial q_2}\right)}\frac{\partial^2 V}{\partial q_1 \partial q_2} + \frac{\partial H}{\partial\left(\frac{\partial V}{\partial q_3}\right)}\frac{\partial^2 V}{\partial q_1 \partial q_3} = 0,$$

équation qui exprime que (9) est une identité quand on y remplace p_1, p_2, p_3 par $\frac{\partial V}{\partial q_1}, \frac{\partial V}{\partial q_2}, \frac{\partial V}{\partial q_3}$.

Le théorème de Jacobi est ainsi démontré. L'intégration des équations du mouvement est donc ramenée à la recherche d'une intégrale complète de l'équation (J). Réciproquement, si l'on veut, par les méthodes classiques, intégrer l'équation de Jacobi, on est conduit à intégrer d'abord les équations canoniques. On peut donc dire que les deux problèmes d'Analyse : intégrer les équations canoniques, ou trouver une intégrale complète de l'équation (J), sont équivalents en ce sens que la résolution de l'un entraîne celle de l'autre.

Remarque. — Nous avons admis que le système des équations du premier degré (7) en $\frac{dq_1}{dt}, \frac{dq_2}{dt}, \frac{dq_3}{dt}$ n'a qu'un système de solutions, c'est-

à-dire que le déterminant

$$\Delta = \begin{vmatrix} \frac{\partial^2 V}{\partial a_1 \partial q_1} & \frac{\partial^2 V}{\partial a_1 \partial q_2} & \frac{\partial^2 V}{\partial a_1 \partial q_3} \\ \frac{\partial^2 V}{\partial a_2 \partial q_1} & \frac{\partial^2 V}{\partial a_2 \partial q_2} & \frac{\partial^2 V}{\partial a_2 \partial q_3} \\ \frac{\partial^2 V}{\partial a_3 \partial q_1} & \frac{\partial^2 V}{\partial a_3 \partial q_2} & \frac{\partial^2 V}{\partial a_3 \partial q_3} \end{vmatrix}$$

est différent de zéro. Or, c'est là le déterminant fonctionnel de $\frac{\partial V}{\partial q_1}, \frac{\partial V}{\partial q_2}, \frac{\partial V}{\partial q_3}$ considérés comme fonctions de a_1, a_2, a_3. Si ce déterminant était nul, on aurait une relation

$$\Phi\left(\frac{\partial V}{\partial q_1}, \frac{\partial V}{\partial q_2}, \frac{\partial V}{\partial q_3}\right) = 0 \tag{10}$$

entre $\frac{\partial V}{\partial q_1}, \frac{\partial V}{\partial q_2}, \frac{\partial V}{\partial q_3}$ avec des coefficients indépendants de a_1, a_2, a_3, c'est-à-dire fonctions de q_1, q_2, q_3. L'intégrale V ne serait alors pas une intégrale complète de l'équation de Jacobi, car elle vérifierait non seulement l'équation de Jacobi, mais encore la dernière équation obtenue (10) qui, ne contenant pas $\frac{\partial V}{\partial t}$, est nécessairement distincte de celle de Jacobi. Et, comme il est connu, le caractère essentiel d'une intégrale complète, c'est que, par l'élimination des constantes qu'elle contient, on retrouve l'équation aux dérivées partielles proposée et *aucune autre*. Le déterminant Δ ne peut donc pas être nul (*voir* GOURSAT, *Équations aux dérivées partielles*, p. 97).

On conclut aussi, de ce que Δ n'est pas nul, que les six constantes figurant dans les intégrales (J_1) et (J_2) des équations canoniques sont réellement distinctes, c'est-à-dire qu'on peut déterminer a_1, a_2, a_3 de telle façon que, pour $t = t_0$, q_1, q_2, q_3 prennent des valeurs arbitraires données, et ensuite b_1, b_2, b_3 de telle façon que, pour $t = t_0$, p_1, p_2, p_3 prennent également des valeurs données.

298. Cas particulier où t ne figure pas explicitement dans les coefficients de l'équation de Jacobi. — Ce cas se présente en Mécanique quand les expressions de x, y, z en fonction de q_1, q_2, q_3 ne contiennent pas explicitement le temps et quand il y a une fonction de forces $U(x, y, z)$. Alors, comme nous l'avons vu n° 293, on a

$$H(p_1, p_2, p_3, q_1, q_2, q_3) = T - U, \tag{11}$$

où T est une forme quadratique de p_1, p_2, p_3. Dans ce cas, on

peut satisfaire à l'équation de Jacobi par une fonction V de la forme

$$V = -ht + W, \tag{12}$$

h désignant une constante et W une fonction de q_1, q_2, q_3.

En substituant cette fonction V dans l'équation (J) de Jacobi et remarquant que

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -h, \qquad \frac{\partial V}{\partial q_\nu} = \frac{\partial W}{\partial q_\nu},$$

on a, pour déterminer W, l'équation

$$-h + H\left(\frac{\partial W}{\partial q_1}, \frac{\partial W}{\partial q_2}, \frac{\partial W}{\partial q_3}, q_1, q_2, q_3\right) = 0. \tag{J'}$$

Il suffira de trouver une intégrale complète de cette équation (J'), $W(q_1, q_2, q_3, \alpha, \beta, h)$ contenant, outre h, deux constantes α, β dont aucune n'est additive. Alors on aura, en prenant

$$V = -ht + W(q_1, q_2, q_3, \alpha, \beta, h),$$

une intégrale complète de l'équation de Jacobi avec les trois constantes α, β, h, qui joueront le rôle de a_1, a_2, a_3.

Les intégrales (J_1) et (J_2) des équations du mouvement sont alors, en appelant α', β' et $-t_0$ d'autres constantes qui joueront le rôle de b_1, b_2, b_3,

$$\frac{\partial W}{\partial \alpha} = \alpha', \qquad \frac{\partial W}{\partial \beta} = \beta', \qquad -t + \frac{\partial W}{\partial h} = -t_0, \tag{J'_1}$$

$$p_1 = \frac{\partial W}{\partial q_1}, \qquad p_2 = \frac{\partial W}{\partial q_2}, \qquad p_3 = \frac{\partial W}{\partial q_3}. \tag{J'_2}$$

Les deux premières équations (J'_1) ne contenant pas le temps définissent la trajectoire du mobile dans le système de coordonnées q_1, q_2, q_3. La troisième donne le temps t que met le mobile à arriver en un point de cette trajectoire.

La constante h est alors la constante des forces vives; en effet, l'équation (J') devient, en vertu des valeurs (J'_2) de $\frac{\partial W}{\partial q_1}$, $\frac{\partial W}{\partial q_2}$, $\frac{\partial W}{\partial q_3}$,

$$H(p_1, p_2, p_3, q_1, q_2, q_3) - h = 0;$$

c'est l'intégrale des forces vives (n° 295).

299. Propriété géométrique des trajectoires. — On a dans ce
la propriété géométrique suivante : *Si l'on donne aux c*
stantes α, β, h *des valeurs arbitraires fixes et si l'on f*
varier α', β', *les trajectoires déterminées par les deux p*
mières équations (J_1) *sont normales aux surfaces ayant po*
équation $W = const.$

Ce théorème est aisé à démontrer si l'on emploie les coord
nées cartésiennes, comme nous le montrons dans le numéro s
vant, à titre d'exercice. Nous le démontrerons dans un s, stè
quelconque de coordonnées, pour avoir un mode de démonstrati
susceptible de s'étendre au mouvement des systèmes.

Remarquons que la condition nécessaire et suffisante pour q
deux déplacements infiniment petits dx, dy, dz et δx, δy,
soient rectangulaires, est

$$dx\,\delta x + dy\,\delta y + dz\,\delta z = 0.$$

Si nous supposons en particulier que dx, dy, dz soit le dép
cement réel du point mobile sur sa trajectoire pendant le tem
dt et δx, δy, δz un déplacement orthogonal quelconque, nc
pourrons écrire la condition ci-dessus en la divisant par dt,
appelant x', y', z' les dérivées de x, y, z par rapport à t

$$x'\,\delta x + y'\,\delta y + z'\,\delta z = 0. \tag{13}$$

Pour passer des coordonnées cartésiennes aux nouvelles co
données q_1, q_2, q_3, nous avons posé

$$x = \varphi(q_1, q_2, q_3), \qquad y = \psi(q_1, q_2, q_3), \qquad z = \varpi(q_1, q_2, q_3),$$

d'où

$$x' = \frac{\partial\varphi}{\partial q_1} q'_1 + \frac{\partial\varphi}{\partial q_2} q'_2 + \frac{\partial\varphi}{\partial q_3} q'_3, \quad \ldots;$$

puis de même

$$\delta x = \frac{\partial\varphi}{\partial q_1} \delta q_1 + \frac{\partial\varphi}{\partial q_2} \delta q_2 + \frac{\partial\varphi}{\partial q_3} \delta q_3, \quad \ldots$$

en appelant δq_1, δq_2, δq_3 les variations infiniment petites d
coordonnées q_1, q_2, q_3 correspondant au déplacement δx, δy, δ
Si l'on se rappelle que la demi-force vive est

$$T = \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial\varphi}{\partial q_1} q'_1 + \frac{\partial\varphi}{\partial q_2} q'_2 + \frac{\partial\varphi}{\partial q_3} q'_3\right)^2 + \ldots + \ldots\right],$$

dition d'orthogonalité (13) s'écrit, comme on le vérifie sans

$$\frac{\partial T}{\partial q'_1}\delta q_1 + \frac{\partial T}{\partial q'_2}\delta q_2 + \frac{\partial T}{\partial q'_3}\delta q_3 = 0$$

core, d'après les notations que nous employons,

$$p_1\delta q_1 + p_2\delta q_2 + p_3\delta q_3 = 0.$$

enons maintenant au théorème à établir : nous voulons er que la trajectoire du point, définie comme nous l'avons ns l'énoncé, est normale à celle des surfaces

$$W(q_1, q_2, q_3, \alpha, \beta, h) = \text{const.},$$

asse par la position considérée du mobile. Pour cela, il de montrer que la vitesse x', y', z' du mobile est perpendi- à tout déplacement δq_1, δq_2, δq_3 effectué sur la surface (15), -dire vérifiant la condition

$$\frac{\partial W}{\partial q_1}\delta q_1 + \frac{\partial W}{\partial q_2}\delta q_2 + \frac{\partial W}{\partial q_3}\delta q_3 = 0.$$

d'autres termes, il suffit de faire voir que cette condi- 6) entraîne nécessairement la condition d'orthogonalité (14). ci est évident, d'après le théorème de Jacobi, car les valeurs p_2, p_3, telles qu'elles résultent de ce théorème, sont (équa- J'_2 du numéro précédent)

$$p_1 = \frac{\partial W}{\partial q_1}, \qquad p_2 = \frac{\partial W}{\partial q_2}, \qquad p_3 = \frac{\partial W}{\partial q_3}.$$

condition (16) entraîne donc (14), et, la vitesse du mo- tant normale à tout déplacement effectué sur la surface const., est normale à cette surface.

Coordonnées cartésiennes dans l'espace. — Supposons, pour un exemple simple, que q_1, q_2, q_3 désignent les coordonnées carté- elles-mêmes

$$x = q_1, \qquad y = q_2, \qquad z = q_3,$$
$$x' = q'_1, \qquad y' = q'_2, \qquad z' = q'_3,$$

r abréger, prenons la masse du point matériel pour unité. Alors

$$T = \tfrac{1}{2}(x'^2 + y'^2 + z'^2),$$

et si l'on suppose qu'il existe une fonction des forces $U(x, y, z)$ la fonction d'Hamilton est

$$H = T - U.$$

Il faut exprimer cette fonction à l'aide des variables x, y, z et des variables auxiliaires p_1, p_2, p_3, définies par les équations

$$p_1 = \frac{\partial T}{\partial x'} = x', \qquad p_2 = \frac{\partial T}{\partial y'} = y', \qquad p_3 = \frac{\partial T}{\partial z'} = z',$$

en sorte que la fonction d'Hamilton s'écrit

$$H = \tfrac{1}{2}(p_1^2 + p_2^2 + p_3^2) - U(x, y, z);$$

les équations canoniques sont, par suite,

$$\frac{dx}{dt} = p_1, \qquad \frac{dy}{dt} = p_2, \qquad \frac{dz}{dt} = p_3;$$
$$\frac{dp_1}{dt} = \frac{\partial U}{\partial x}, \qquad \frac{dp_2}{dt} = \frac{\partial U}{\partial y}, \qquad \frac{dp_3}{dt} = \frac{\partial U}{\partial z}:$$

l'élimination des variables p entre ces six équations fournit évidemment les équations ordinaires du mouvement.

Voyons ce que donne, dans ce cas, la méthode de Jacobi. Cette méthode consiste à chercher pour l'équation différentielle

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2\right] - U(x, y, z) = 0$$

une intégrale complète, c'est-à-dire contenant trois constantes arbitraires non additives. Le temps n'entrant pas explicitement dans cette équation, nous poserons

$$V = -ht + W(x, y, z),$$

h étant une constante; il suffira alors que W satisfasse à la relation

$$(J'') \qquad \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial W}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial z}\right)^2\right] = U + h.$$

Si l'on a trouvé, de cette équation à trois variables, une intégrale complète

$$W(x, y, z, \alpha, \beta, h)$$

contenant deux nouvelles constantes arbitraires α, β, dont aucune n'est additive, le théorème de Jacobi nous montre que les équations finies du mouvement seront

$$\frac{\partial W}{\partial \alpha} = \alpha', \qquad \frac{\partial W}{\partial \beta} = \beta', \qquad -t + \frac{\partial W}{\partial h} = -t_0.$$

Les deux premières équations représentent la trajectoire, et la dernière donne le temps que met le mobile à arriver en un point de sa trajectoire.

On a de plus, pour p_1, p_2, p_3, les valeurs

$$p_1 = \frac{\partial V}{\partial x}, \qquad p_2 = \frac{\partial V}{\partial y}, \qquad p_3 = \frac{\partial V}{\partial z},$$

et, comme p_1, p_2, p_3 sont ici égaux à x', y', z' et V à $-ht + W(x, y, z)$, on a

$$x' = \frac{\partial W}{\partial x}, \qquad y' = \frac{\partial W}{\partial y}, \qquad z' = \frac{\partial W}{\partial z},$$

formules qui donnent les projections de la vitesse du mobile exprimées en fonction de ses coordonnées, par les dérivées partielles d'une fonction W. Cette fonction vérifiant l'équation (J''), on a

$$\tfrac{1}{2}(x'^2 + y'^2 + z'^2) = U + h,$$

ce qui n'est autre chose que l'intégrale des forces vives; h désigne donc, comme nous l'avons déjà vu, la constante des forces vives.

Nous pouvons, en outre, vérifier facilement la propriété géométrique des trajectoires. Donnons à α, β, h des valeurs arbitraires déterminées, les expressions ci-dessus de x', y', z' par les dérivées partielles de W montrent qu'en chaque point (x, y, z) la vitesse du mobile est normale à celle des surfaces $W = \text{const.}$ qui passe par ce point. Or, la vitesse est tangente à celle des courbes trajectoires

$$\frac{\partial W}{\partial \alpha} = \alpha', \qquad \frac{\partial W}{\partial \beta} = \beta',$$

que l'on obtient en déterminant α' et β' de telle facon qu'elle passe par la position considérée du mobile. Donc, toutes les trajectoires obtenues en faisant varier α', β' sont normales aux surfaces $W = \text{const.}$ C'est là la propriété géométrique des trajectoires que nous avons démontrée dans le numéro précédent, avec le système de coordonnées générales q_1, q_2, q_3.

II. — MOUVEMENT PLAN. MOUVEMENT SUR UNE SURFACE.

301. Généralités. — Il est évident que tout ce qui précède s'applique au mouvement dans un plan ou plus généralement sur une surface, à condition d'employer deux coordonnées q_1 et q_2, au lieu de trois. La fonction

$$H = K - U = p_1 q'_1 + p_2 q'_2 - T - U$$

dépend alors de p_1, p_2, q_1, q_2 et t, et l'équation de Jacobi est

$$(\mathrm{J}) \qquad \frac{\partial V}{\partial t} + H\left(\frac{\partial V}{\partial q_1}, \frac{\partial V}{\partial q_2}, q_1, q_2, t\right) = 0.$$

Si l'on en prend une intégrale complète avec deux constantes arbitraires a_1, a_2, dont aucune n'est simplement ajoutée, $V(q_1, q_2, t, a_1, a_2)$, on a, pour les équations finies du mouvement,

$$\frac{\partial V}{\partial a_1} = b_1, \qquad \frac{\partial V}{\partial a_2} = b_2,$$
$$p_1 = \frac{\partial V}{\partial q_1}, \qquad p_2 = \frac{\partial V}{\partial q_2}.$$

Si le système de coordonnées q_1, q_2 a une définition indépendante du temps, et si U ne contient pas explicitement le temps, la lettre t ne figure pas dans les coefficients de l'équation (J); on peut faire alors

$$V = -ht + W(q_1, q_2, \alpha, h),$$

$W(q_1, q_2, \alpha, h)$ étant une intégrale complète de l'équation

$$(\mathrm{J}') \qquad -h + H\left(\frac{\partial W}{\partial q_1}, \frac{\partial W}{\partial q_2}, q_1, q_2\right) = 0,$$

avec une constante α non additive. Les équations du mouvement sont alors

$$\frac{\partial W}{\partial \alpha} = \alpha', \qquad -t + \frac{\partial W}{\partial h} = -t_0,$$

où la première est l'équation de la trajectoire; on a de plus

$$p_1 = \frac{\partial W}{\partial q_1}, \qquad p_2 = \frac{\partial W}{\partial q_2}.$$

Les trajectoires obtenues en faisant varier α' sont normales aux courbes $W = \text{const}$.

Un raisonnement identique à celui que nous avons développé pour le mouvement d'un point libre servira à établir ce théorème.

La condition d'orthogonalité de la vitesse x', y', z' et d'un déplacement δx, δy, δz est

$$(a) \qquad x'\delta x + y'\delta y + z'\delta z = 0.$$

Actuellement, sur la surface,

$$x = \varphi(q_1, q_2), \quad y = \psi(q_1, q_2), \quad z = \varpi(q_1, q_2),$$
$$x' = \frac{\partial\varphi}{\partial q_1} q_1 + \frac{\partial\varphi}{\partial q_2} q'_2, \quad \ldots,$$
$$\delta x = \frac{\partial\varphi}{\partial q_1} \delta q_1 + \frac{\partial\varphi}{\partial q_2} \delta q_2, \quad \ldots.$$

D'ailleurs

$$T = \frac{1}{2}(x'^2 + y'^2 + z'^2) = \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial\varphi}{\partial q_1} q'_1 + \frac{\partial\varphi}{\partial q_2} q'_2\right)^2 + \ldots + \ldots\right].$$

La condition (a) peut alors s'écrire

$$\frac{\partial T}{\partial q'_1} \delta q_1 + \frac{\partial T}{\partial q'_2} \delta q_2 = 0$$

ou

$$(a') \qquad p_1 \delta q_1 + p_2 \delta q_2 = 0.$$

Pour établir que les trajectoires $\frac{\partial W}{\partial \alpha} = \alpha'$ sont orthogonales aux courbes

$$(b) \qquad W(q_1, q_2, \alpha, h) = \text{const.},$$

il suffit de montrer que la vitesse du mobile est orthogonale au déplacement δq_1, δq_2, effectué sur cette courbe, c'est-à-dire vérifiant la relation

$$(c) \qquad \frac{\partial W}{\partial q_1} \delta q_1 + \frac{\partial W}{\partial q_2} \delta q_2 = 0.$$

Or, d'après le théorème de Jacobi, $\frac{\partial W}{\partial q_1}$ et $\frac{\partial W}{\partial q_2}$ sont égaux à p_1 et p_2 : la condition (c) entraîne donc bien la condition d'orthogonalité (a').

302. Mouvement parabolique d'un point pesant dans le vide. — Prenons, comme au n° 218, un axe horizontal Ox dans le plan de la trajectoire et un axe vertical Oy dirigé vers le haut, et employons les coordonnées cartésiennes x et y. Nous avons, en supposant $m = 1$, $U = -gy$ et l'équation déterminant la fonction W s'écrit

$$-h + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial W}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial y}\right)^2\right] + gy = 0.$$

Comme x ne figure pas dans les coefficients, il existe une solution de la forme

$$W = \alpha x + \varphi(y);$$

en effet, la substitution de cette expression de W dans l'équation donne

$$-h + \frac{1}{2}[\alpha^2 + \varphi'^2(y)] + gy = 0,$$

d'où, en résolvant par rapport à $\varphi'(y)$ et intégrant par rapport à y pour avoir $\varphi(y)$, la solution

$$W = \alpha x + \int \sqrt{2h - \alpha^2 - 2gy}\, dy.$$

L'équation de la trajectoire est alors

$$(1) \qquad \frac{\partial W}{\partial \alpha} = \alpha', \qquad x - \alpha \int \frac{dy}{\sqrt{2h - \alpha^2 - 2gy}} = \alpha'$$

et le temps t est donné par

$$(2) \qquad -t + \frac{\partial W}{\partial h} = -t_0, \qquad -t + \int \frac{dy}{\sqrt{2h - \alpha^2 - 2gy}} = -t_0.$$

On vérifie immédiatement que la trajectoire (1) est bien une parabole d'axe vertical, car, en effectuant la quadrature, on trouve l'expression

$$x + \frac{\alpha}{g}\sqrt{2h - \alpha^2 - 2gy} = \alpha',$$

qui fournit pour y un trinome du second degré en x. Quant à l'équation qui donne t, on peut l'écrire en éliminant le signe $\int$ entre (1) et (2)

$$t - t_0 = \frac{x - \alpha'}{\alpha},$$

équation qui exprime que la projection horizontale du mobile est animée d'un mouvement uniforme. D'ailleurs, les équations $p_1 = \frac{\partial V}{\partial q_1}$, $p_2 = \frac{\partial V}{\partial q_2}$ sont ici $x' = \alpha$, $y' = \sqrt{2h - \alpha^2 - 2gy}$.

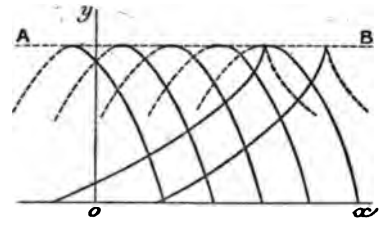
Les trajectoires obtenues en faisant varier α' sont des paraboles déduites toutes de l'une d'elles par une translation parallèle à Ox; ces paraboles sont toutes tangentes à la droite d'ordonnée $\frac{2h - \alpha^2}{2g}$, lieu de leurs som-

mets. Les courbes $W = \text{const.}$ sont les paraboles semi-cubiques (*fig.* 179)

$$\alpha x - \frac{1}{3g}(2h - \alpha^2 - 2gy)^{\frac{3}{2}} = \text{const.},$$

déduites toutes de l'une d'entre elles par une translation parallèle à Ox;

Fig. 179.



ces paraboles semi-cubiques sont toutes normales à la droite AB d'ordonnée $\frac{2h - \alpha^2}{2g}$, lieu de leur point de rebroussement; elles sont *orthogonales* aux paraboles précédentes d'après le théorème du n° 301.

303. Force centrale fonction de la distance. — Le centre des forces étant pris pour origine et la fonction de forces étant $\Psi(r)$, nous avons vu n° 296 que l'on a, dans un système de coordonnées polaires r et θ,

$$H = \frac{1}{2}\left(p_1^2 + \frac{p_2^2}{r^2}\right) - \Psi(r).$$

Appliquons la méthode de Jacobi; l'équation en W dont il s'agit de trouver une intégrale complète est

$$-h + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial W}{\partial r}\right)^2 + \frac{1}{r^2}\left(\frac{\partial W}{\partial \theta}\right)^2\right] - \Psi(r) = 0.$$

Comme θ n'entre pas explicitement dans cette équation, nous chercherons une intégrale de la forme

$$W = \alpha\theta + R,$$

R ne dépendant que de r. Il faut alors que cette fonction R satisfasse à l'équation différentielle ordinaire

$$-h + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{dR}{dr}\right)^2 + \frac{\alpha^2}{r^2}\right] - \Psi(r) = 0,$$

d'où l'on tire

$$R = \int dr \sqrt{2(\Psi + h) - \frac{\alpha^2}{r^2}};$$

une intégrale complète de l'équation en W de Jacobi est donc

$$W = \alpha\theta + \int dr \sqrt{2(\Psi + h) - \frac{\alpha^2}{r^2}}$$

et l'on a pour équations du mouvement sous forme finie

$$\frac{\partial W}{\partial \alpha} = \theta - \alpha \int \frac{dr}{r^2 \sqrt{2(\Psi + h) - \frac{\alpha^2}{r^2}}} = \alpha',$$

$$\frac{\partial W}{\partial h} = \int \frac{dr}{\sqrt{2(\Psi + h) - \frac{\alpha^2}{r^2}}} = t - t_0;$$

la première équation est celle de la trajectoire, la seconde donne le temps que met le mobile pour arriver en un point donné de cette courbe.

Si l'on voulait les paramètres auxiliaires p_1, p_2, on aurait

$$p_1 = \frac{\partial W}{\partial r} = \sqrt{2(\Psi + h) - \frac{\alpha^2}{r^2}}, \qquad p_2 = \frac{\partial W}{\partial \theta} = \alpha.$$

Cette dernière équation montre que la constante α n'est autre que la constante des aires, car p_2 est égal à $r^2\theta'$.

Le théorème des forces vives nous apprend que H doit rester constant, pendant le mouvement. Nous pouvons vérifier cette proposition, en nous servant des formules que nous venons d'obtenir. Si nous remplaçons, en effet, dans l'expression de H,

$$H = \frac{1}{2}\left(p_1^2 + \frac{p_2^2}{r^2}\right) - \Psi(r)$$

les variables p_1, p_2 par leurs valeurs, il nous vient

$$H = \frac{1}{2}\left[2(\Psi + h) - \frac{\alpha^2}{r^2} + \frac{\alpha^2}{r^2}\right] - \Psi = h;$$

ce qui vérifie que la constante h est la constante des forces vives, comme nous l'avons démontré.

Les trajectoires obtenues en faisant varier α', ce qui revient à faire tourner l'une d'elles autour du pôle, sont orthogonales aux courbes W = const., qui se déduisent également de l'une d'entre elles par une rotation autour du pôle.

304. Forme des équations du mouvement d'une planète donnée par Jacobi. — Prenons pour origine le Soleil, pour plan des xy le plan de la trajectoire, et appelons r la distance MO de la planète au Soleil.

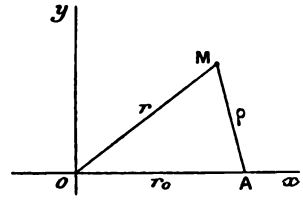
Toute la question revient à trouver une intégrale complète de l'équation

$$(1)\qquad \left(\frac{\partial W}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial y}\right)^2 = \frac{2\mu}{r} + 2h,$$

car la force attractive étant $-\frac{\mu}{r^2}$ la fonction des forces est $\frac{\mu}{r}$. En suivant la méthode de l'exemple précédent, on trouverait une intégrale complète qui donnerait les équations du mouvement de la planète sous la forme classique.

Jacobi trouve une autre intégrale complète comme il suit (*fig.* 180).

Fig. 180.



Soit A un point quelconque pris sur l'axe des x et $OA = r_0$. Désignons par ρ la distance MA, de sorte que

$$\rho = \sqrt{(x - r_0)^2 + y^2}, \qquad r = \sqrt{x^2 + y^2},$$

et posons

$$\sigma = r + \rho, \qquad \sigma' = r - \rho.$$

Nous allons vérifier que la fonction

$$W = \int_{\sigma'}^{\sigma} ds \sqrt{\frac{\mu}{s + r_0} + \frac{1}{2}h}$$

est intégrale complète de l'équation (1) avec une constante arbitraire r_0, outre celle qu'on peut ajouter. En effet, puisque σ et σ' dépendent de x et y par l'intermédiaire de r et ρ, on a

$$(2)\quad \begin{cases} \dfrac{\partial W}{\partial x} = \left(\dfrac{x}{r} + \dfrac{x - r_0}{\rho}\right)\sqrt{\dfrac{\mu}{\sigma + r_0} + \dfrac{1}{2}h} - \left(\dfrac{x}{r} - \dfrac{x - r_0}{\rho}\right)\sqrt{\dfrac{\mu}{\sigma' + r_0} + \dfrac{1}{2}h}, \\ \dfrac{\partial W}{\partial y} = \left(\dfrac{y}{r} + \dfrac{y}{\rho}\right)\sqrt{\dfrac{\mu}{\sigma + r_0} + \dfrac{1}{2}h} - \left(\dfrac{y}{r} - \dfrac{y}{\rho}\right)\sqrt{\dfrac{\mu}{\sigma' + r_0} + \dfrac{1}{2}h}; \end{cases}$$

d'où l'on tire en élevant au carré, ajoutant et remarquant que les termes

qui contiennent le produit des deux racines carrées disparaissent,

$$\left(\frac{\partial W}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial y}\right)^2 = \left[2 + \frac{2x(x-r_0)+2y^2}{r\rho}\right]\left(\frac{\mu}{\sigma+r_0}+\frac{1}{2}h\right)$$
$$+\left[2 - \frac{2x(x-r_0)+2y^2}{r\rho}\right]\left(\frac{\mu}{\sigma'+r_0}+\frac{1}{2}h\right).$$

Dans cette expression, le coefficient de h se réduit à 2; pour calculer celui de μ, on remarque que l'on a identiquement

$$2 + \frac{2x(x-r_0)+2y^2}{r\rho} = \frac{2r\rho + r^2 + \rho^2 - r_0^2}{r\rho} = \frac{(\sigma+r_0)(\sigma-r_0)}{r\rho},$$
$$2 - \frac{2x(x-r_0)+2y^2}{r\rho} = \frac{2r\rho - r^2 - \rho^2 + r_0^2}{r\rho} = -\frac{(\sigma'+r_0)(\sigma'-r_0)}{r\rho},$$

et l'on trouve que les termes en μ se réduisent à $\frac{2\mu}{r}$.

Il est donc vérifié que la fonction (2) est une intégrale de l'équation de Jacobi (1) avec une constante r_0. Les équations du mouvement sous forme finie sont alors

$$(3) \qquad \frac{\partial W}{\partial r_0} = k, \qquad t - t_0 = \frac{\partial W}{\partial h}.$$

La première équation représente la trajectoire. En l'écrivant sous forme développée, on trouve, puisque σ et σ' dépendent de r_0 et que

$$\frac{\partial \sigma}{\partial r_0} = \frac{\partial \rho}{\partial r_0} = -\frac{x-r_0}{\rho}, \qquad \frac{\partial \sigma'}{\partial r_0} = -\frac{\partial \rho}{\partial r_0} = \frac{x-r_0}{\rho},$$
$$-\frac{x-r_0}{\rho}\sqrt{\frac{\mu}{\sigma+r_0}+\frac{1}{2}h} - \frac{x-r_0}{\rho}\sqrt{\frac{\mu}{\sigma'+r_0}+\frac{1}{2}h}$$
$$-\int_{\sigma'}^{\sigma} \frac{\frac{1}{2}\mu\, ds}{(s+r_0)^2\sqrt{\frac{\mu}{s+r_0}+\frac{1}{2}h}} = k.$$

Comme la quantité sous le signe $\int$ est la dérivée de $\sqrt{\frac{\mu}{s+r_0}+\frac{1}{2}h}$, on a, après réduction, pour l'équation de la trajectoire,

$$(4) \quad \left(1 - \frac{x-r_0}{\rho}\right)\sqrt{\frac{\mu}{\sigma+r_0}+\frac{1}{2}h} - \left(1 + \frac{x-r_0}{\rho}\right)\sqrt{\frac{\mu}{\sigma'+r_0}+\frac{1}{2}h} = k.$$

Ramenons cette équation à ne plus contenir que les distances du mobile

aux deux points fixes O et A. En partant des identités

$$r^2 - \rho^2 = 2xr_0 - r_0^2, \qquad x - r_0 = \frac{r^2 - r_0^2 - \rho^2}{2r_0},$$

$$1 - \frac{x - r_0}{\rho} = \frac{2r_0\rho - r^2 + r_0^2 + \rho^2}{2\rho r_0} = \frac{(\sigma + r_0)(-\sigma' + r_0)}{2\rho r_0},$$

$$1 + \frac{x - r_0}{\rho} = \frac{2r_0\rho + r^2 - r_0^2 - \rho^2}{2\rho r_0} = \frac{(\sigma - r_0)(\sigma' + r_0)}{2\rho r_0},$$

on écrit l'équation

$$(4') \qquad \left\{ \begin{aligned} &\frac{(\sigma + r_0)(\sigma' - r_0)}{\rho}\sqrt{\frac{\mu}{\sigma + r_0} + \frac{1}{2}h} \\ &\quad + \frac{(\sigma - r_0)(\sigma' + r_0)}{\rho}\sqrt{\frac{\mu}{\sigma' + r_0} + \frac{1}{2}h} = k', \end{aligned} \right.$$

k' désignant une nouvelle constante. C'est donc là l'équation de la trajectoire dans le système de coordonnées bipolaires dont O et A sont les pôles.

Cette forme de l'équation montre immédiatement que la trajectoire passe par le point A, car en chassant le dénominateur ρ et faisant $\rho = 0$, $r = r_0$, puis $\sigma = \sigma' = r_0$, l'équation est évidemment satisfaite.

D'après ce que l'on a vu sur le mouvement des planètes, cette équation représente une conique dont le genre dépend uniquement du signe de la constante des forces vives h (n° 227).

Pour calculer le temps que met la planète à arriver en un point de son orbite, il suffit d'écrire la deuxième des équations (3), qui donne, d'après la valeur de W,

$$(5) \qquad t - t_0 = \frac{1}{4}\int_{\sigma'}^{\sigma} \frac{ds}{\sqrt{\frac{\mu}{s + r_0} + \frac{1}{2}h}},$$

quadrature facile à effectuer. Cette formule donne le temps exprimé à l'aide des deux rayons vecteurs r et ρ, compté à partir de l'instant où la planète passe au point A, car, en ce point, ρ étant nul, σ est égal à σ' et $t - t_0$ à zéro.

Dans le cas d'une orbite parabolique, h est nul (n° 227); on obtient alors une formule due à Euler et attribuée souvent, mais à tort, à Lambert. Dans ce cas

$$t - t_0 = \frac{1}{4\sqrt{\mu}}\int_{\sigma'}^{\sigma}(s + r_0)^{\frac{1}{2}}\,ds = \frac{1}{6\sqrt{\mu}}\left[(\sigma + r_0)^{\frac{3}{2}} - (\sigma' + r_0)^{\frac{3}{2}}\right],$$

$$\sqrt{\mu}(t - t_0) = \frac{(r + \rho + r_0)^{\frac{3}{2}} - (r - \rho + r_0)^{\frac{3}{2}}}{6},$$

formule donnant le temps $t - t_0$, que met le mobile à aller du point A en un point M, exprimé en fonction des rayons vecteurs r_0 et r des points A et M et de la corde AM $= \rho$.

Il faut remarquer que, dans cette formule, le deuxième radical doit conserver le signe — tant qu'il ne s'annule pas, c'est-à-dire tant que l'angle AOM reste inférieur à 180°; car dans le triangle AOM le côté ρ ne peut devenir égal à la somme des deux autres que si l'angle AOM est de 180°. Après, il faudra changer le signe du deuxième radical. Cette formule joue un rôle important dans la méthode d'Olbers, pour la détermination des orbites cométaires (voyez *Mécanique céleste*, de M. Tisserand, vol. I, p. 114). Dans le cas où h serait différent de zéro, la formule (5) fournirait, une fois la quadrature effectuée, une formule qui généralise la formule d'Euler pour les orbites elliptiques ou hyperboliques, et qui a été donnée pour la première fois par Gauss (voyez JACOBI, *Vorlesungen über Dynamik*, 25e leçon).

305. **Lignes géodésiques des surfaces de Liouville. — Application à l'ellipsoïde.** — Liouville a remarqué que l'on peut, par des quadratures, trouver les lignes géodésiques des surfaces pour lesquelles le carré de l'élément linéaire peut se mettre, par un choix convenable des paramètres q_1 et q_2, sous la forme

$$ds^2 = (A_1 - A_2)(B_1 dq_1^2 - B_2 dq_2^2),$$

A_1 et B_1 étant fonctions de q_1 seul, A_2 et B_2 de q_2 seul. Pour obtenir les lignes géodésiques, il suffit de chercher la trajectoire d'un point matériel de masse 1 qui glisse sur la surface et qui n'est sollicité par aucune force donnée : $U = 0$. Alors

$$T = \tfrac{1}{2}(A_1 - A_2)(B_1 q_1'^2 - B_2 q_2'^2),$$
$$p_1 = (A_1 - A_2) B_1 q_1', \qquad p_2 = -(A_1 - A_2) B_2 q_2',$$
$$H = T - U = T = \frac{1}{2}\frac{1}{A_1 - A_2}\left(\frac{p_1^2}{B_1} - \frac{p_2^2}{B_2}\right).$$

L'équation de Jacobi, dans laquelle on fait $V = -ht + W$, est donc

$$\frac{1}{B_1}\left(\frac{\partial W}{\partial q_1}\right)^2 - \frac{1}{B_2}\left(\frac{\partial W}{\partial q_2}\right)^2 = 2h(A_1 - A_2),$$

ou encore

$$\frac{1}{B_1}\left(\frac{\partial W}{\partial q_1}\right)^2 - 2hA_1 = \frac{1}{B_2}\left(\frac{\partial W}{\partial q_2}\right)^2 - 2hA_2.$$

On trouve facilement une intégrale complète W formée d'une fonction de q_1 seul, plus une fonction de q_2 seul. Cette intégrale est, α désignant une constante,

$$W = \int \sqrt{2B_1(hA_1 + \alpha)}\, dq_1 + \int \sqrt{2B_2(hA_2 + \alpha)}\, dq_2.$$

Les lignes géodésiques ont alors pour équation $\frac{\partial W}{\partial \alpha} = \alpha'$, et le temps t est donné par $t - t_0 = \frac{\partial W}{\partial h}$.

$$(1) \qquad \int \frac{\sqrt{B_1}}{\sqrt{2(hA_1+\alpha)}}\,dq_1 + \int \frac{\sqrt{B_2}}{\sqrt{2(hA_2+\alpha)}}\,dq_2 = \alpha',$$

$$t - t_0 = \int \frac{A_1\sqrt{B_1}}{\sqrt{2(hA_1+\alpha)}}\,dq_1 + \int \frac{A_2\sqrt{B_2}}{\sqrt{2(hA_2+\alpha)}}\,dq_2.$$

La vitesse du mobile étant constante, d'après le théorème des forces vives, on a

$$ds = \sqrt{2h}\,dt, \qquad s - s_0 = \sqrt{2h}(t - t_0):$$

la deuxième relation donne donc l'arc de géodésique.

Appliquons cette méthode à l'ellipsoïde. Soit

$$(2) \qquad \frac{x^2}{a} + \frac{y^2}{b} + \frac{z^2}{c} - 1 = 0$$

l'équation d'un ellipsoïde à trois axes inégaux. Considérons les surfaces homofocales

$$\frac{x^2}{a-\lambda} + \frac{y^2}{b-\lambda} + \frac{z^2}{c-\lambda} - 1 = 0.$$

Par chaque point de l'espace passent trois de ces surfaces correspondant à trois valeurs q_1, q_2, q_3 de λ (n° 280, 3°). En particulier, par un point M pris sur l'ellipsoïde (2), passe d'abord l'ellipsoïde lui-même, correspondant à $\lambda = 0$, ($q_3 = 0$), puis deux autres surfaces homofocales correspondant aux valeurs q_1 et q_2 de λ. Nous prendrons ces deux paramètres q_1 et q_2 pour coordonnées du point M de la surface. D'après le théorème de Dupin, les lignes $q_1 =$ const., $q_2 =$ const. sont les lignes de courbure de l'ellipsoïde. Nous avons calculé le ds^2 ou coordonnées elliptiques dans l'espace sous la forme (n° 280, 3°)

$$ds^2 = \tfrac{1}{4}(M_1\,dq_1^2 + M_2\,dq_2^2 + M_3\,dq_3^2).$$

Comme actuellement q_3 est nul, on aura $dq_3 = 0$ et, en remplaçant M_1 et M_2 par leurs valeurs, dans lesquelles $q_3 = 0$,

$$ds^2 = \frac{q_1 - q_2}{4}\left[\frac{q_1\,dq_1^2}{(a-q_1)(b-q_1)(c-q_1)} - \frac{q_2\,dq_2^2}{(a-q_2)(b-q_2)(c-q_2)}\right].$$

Ce ds^2 est bien de la forme de Liouville dans laquelle on ferait

$$A_1 = \frac{q_1}{4}, \qquad A_2 = \frac{q_2}{4},$$

$$B_1 = \frac{q_1}{(a-q_1)(b-q_1)(c-q_1)}, \qquad B_2 = \frac{q_2}{(a-q_2)(b-q_2)(c-q_2)}.$$

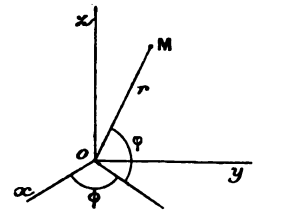
En substituant ces valeurs dans les équations générales (1), on obtient l'équation des lignes géodésiques et l'arc de ces courbes sous la forme donnée par Jacobi. Ces équations contiennent des intégrales ultra-elliptiques dont M. Weierstrass a fait l'inversion en exprimant q_1 et q_2 en fonction uniforme d'un paramètre.

On pourra consulter sur les surfaces de Liouville les *Leçons sur la théorie générale des surfaces*, de M. Darboux (IIIe Part., Chap. I), et le Mémoire couronné de M. Kœnigs (*Savants étrangers;* 1894).

III. — MOUVEMENT DANS L'ESPACE.

306. **Mouvement d'une planète en coordonnées polaires, d'après Jacobi** (24e Leçon des *Vorlesungen*). — Prenons pour plan des xy le plan de l'écliptique, pour axe des x la droite joignant le Soleil au point vernal, et définissons la position de la planète par ses coordonnées polaires r, φ, ψ, où ψ est la longitude de la planète et φ sa latitude (*fig.* 181). Les axes

Fig. 181.



sont orientés comme en Astronomie. Les variables r, φ, ψ jouent les rôles de q_1, q_2, q_3.

On a pour la fonction des forces $U = \frac{\mu}{r}$, la masse de la planète étant prise pour unité. D'après l'expression de ds^2 en coordonnées polaires, on a immédiatement

$$T = \tfrac{1}{2}(r'^2 + r^2\varphi'^2 + r^2\cos^2\varphi\psi'^2).$$

Puis

$$p_1 = \frac{\partial T}{\partial r'} = r', \qquad p_2 = \frac{\partial T}{\partial \varphi'} = r^2\varphi', \qquad p_3 = \frac{\partial T}{\partial \psi'} = r^2\cos^2\varphi\psi'.$$

Tirant de ces formules r', φ', ψ' pour les porter dans T, on a

$$H = T - U = \frac{1}{2}\left(p_1^2 + \frac{p_2^2}{r^2} + \frac{p_3^2}{r^2\cos^2\varphi}\right) - \frac{\mu}{r}.$$

L'équation aux dérivées partielles en W est donc

$$(1) \qquad \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial W}{\partial r}\right)^2 + \frac{1}{r^2}\left(\frac{\partial W}{\partial \varphi}\right)^2 + \frac{1}{r^2\cos^2\varphi}\left(\frac{\partial W}{\partial \psi}\right)^2\right] = \frac{\mu}{r} + h.$$

Grâce à la forme particulière de l'équation (1), on trouvera une intégrale complète de la forme

$$W = R + \Phi + \Psi,$$

R, Φ, Ψ étant respectivement fonctions des variables r, φ, ψ.

Pour que W satisfasse à l'équation (1), il faudra que l'on ait

$$\frac{1}{2}\left(R'^2 + \frac{1}{r^2}\Phi'^2 + \frac{1}{r^2\cos^2\varphi}\Psi'^2\right) = \frac{\mu}{r} + h,$$

équation qu'on peut écrire, en isolant les termes en r,

$$\Phi'^2 + \frac{1}{\cos^2\varphi}\Psi'^2 = r^2\left(2h + \frac{2\mu}{r} - R'^2\right);$$

le premier membre ne dépend que de φ et ψ, le deuxième de r seulement; cette identité ne peut donc avoir lieu que si ses deux membres sont séparément égaux à une constante G^2, car, dans l'équation (1) r, φ, ψ sont des variables indépendantes; on aura donc

$$R'^2 = 2h + \frac{2\mu}{r} - \frac{G^2}{r^2}, \qquad R = \int\sqrt{2h + \frac{2\mu}{r} - \frac{G^2}{r^2}}\,dr;$$

il reste alors

$$\Phi'^2 + \frac{1}{\cos^2\varphi}\Psi'^2 = G^2$$

ou

$$\Psi'^2 = (G^2 - \Phi'^2)\cos^2\varphi;$$

en recommençant le même raisonnement que ci-dessus, on voit que les deux membres doivent séparément être égaux à une constante L^2, ce qui donne

$$\Psi' = L, \qquad \Psi = L\psi;$$

puis

$$\Phi'^2 = G^2 - \frac{L^2}{\cos^2\varphi}, \qquad \Phi = \int\sqrt{G^2 - \frac{L^2}{\cos^2\varphi}}\,d\varphi.$$

Par conséquent, une intégrale complète de l'équation (1) est

$$W = \int\sqrt{2h + \frac{2\mu}{r} - \frac{G^2}{r^2}}\,dr + L\psi + \int\sqrt{G^2 - \frac{L^2}{\cos^2\varphi}}\,d\varphi,$$

et les équations finies du mouvement sont

$$\frac{\partial W}{\partial G} = C, \qquad \frac{\partial W}{\partial L} = \psi_0, \qquad \frac{\partial W}{\partial h} = t - t_0,$$

c'est-à-dire

$$\text{(I)} \quad -G\int^{r}\frac{dr}{r^2\sqrt{2h+\frac{2\mu}{r}-\frac{G^2}{r^2}}}+G\int^{\varphi}\frac{d\varphi}{\sqrt{G^2-\frac{L^2}{\cos^2\varphi}}}=C,$$

$$\text{(II)} \quad \psi-L\int^{\varphi}\frac{d\varphi}{\cos^2\varphi\sqrt{G^2-\frac{L^2}{\cos^2\varphi}}}=\psi_0,$$

$$\text{(III)} \quad \int^{r}\frac{dr}{\sqrt{2h+\frac{2\mu}{r}-\frac{G^2}{r^2}}}=t-t_0.$$

Les deux premières équations ne contenant pas t définissent la trajectoire. Pour compléter la solution, nous indiquerons la signification des constantes qui entrent dans ces formules. Nous savons que, pour les planètes, l'orbite est elliptique; le maximum et le minimum du rayon vecteur qui correspondent à l'aphélie et au périhélie sont : $a(1+e)$ et $a(1-e)$; d'autre part, l'équation (III) montre que

$$\frac{dr}{dt}=\sqrt{2h+\frac{2\mu}{r}-\frac{G^2}{r^2}}.$$

Les racines de l'expression sous le radical doivent donc correspondre au maximum et au minimum du rayon vecteur; ces racines sont, par suite, $a(1+e)$ et $a(1-e)$; ce qui donne, d'après les relations entre les coefficients et les racines,

$$h=\frac{-\mu}{2a}, \qquad G^2=\mu a(1-e^2)=\mu p, \qquad G=\sqrt{\mu p}.$$

Cherchons maintenant la signification de L. Pour que l'équation (II) donne une valeur réelle de ψ, lorsqu'on se donne φ, il faut et il suffit que l'on ait

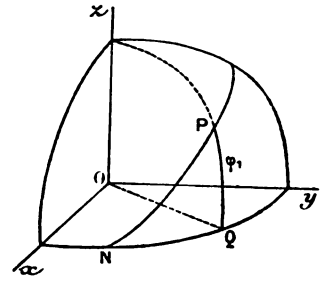
$$G^2-\frac{L^2}{\cos^2\varphi}\geqq 0,$$

et pour toute valeur de φ satisfaisant à cette condition, ψ se trouvant déterminé, la valeur correspondante de r, donnée par l'équation (I), doit nécessairement être réelle, puisque l'orbite est une ellipse réelle; par conséquent φ a pour limite supérieure arc cos $\frac{L}{G}$ et peut atteindre cette limite. Or il est évident que le maximum effectif de φ est l'angle i du plan de l'orbite avec celui de l'écliptique; on doit donc avoir

$$\frac{L}{G}=\cos i, \qquad L=\sqrt{\mu p}\cos i.$$

Il nous faut maintenant fixer les limites inférieures des intégrales. Nous prendrons pour ces limites $r = a(1 - e)$ qui correspond au périhélie, et $\varphi = 0$ qui correspond au nœud N. L'équation (III) montre alors que t_0 est

Fig. 182.



l'époque du périhélie et l'équation (II) que ψ_0 est la longitude du nœud. Pour calculer C, supposons la planète placée au périhélie, l'équation (I) se réduit à

$$G \int_0^{\varphi_1} \frac{d\varphi}{\sqrt{G^2 - \frac{L^2}{\cos^2\varphi}}} = C,$$

φ_1 étant la latitude du périhélie; en tenant compte de la relation $L = G \cos i$, on peut l'écrire

$$\int_0^{\varphi_1} \frac{\cos\varphi\, d\varphi}{\sqrt{\cos^2\varphi - \cos^2 i}} = C,$$

ou en intégrant

$$\text{arc sin}\left(\frac{\sin\varphi_1}{\sin i}\right) = C, \qquad \sin\varphi_1 = \sin i \sin C.$$

Soient N et P les intersections des rayons vecteurs du nœud ascendant et du périhélie avec la sphère de centre O et de rayon 1 : soit $PQ = \varphi_1$ la latitude du périhélie; dans le triangle NPQ on a

$$\sin\varphi_1 = \sin NP \sin i,$$

ce qui montre que C est égal à NP, c'est-à-dire à l'angle du rayon vecteur du périhélie avec celui du nœud ascendant.

307. Mouvement d'un point attiré par deux centres fixes en raison inverse du carré des distances.

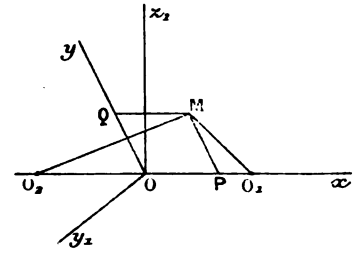
Le problème du mouvement d'un point attiré par deux centres fixes en raison inverse du carré de la distance fut, pour la première fois, ramené

aux quadratures par Euler, dans le cas d'un mouvement plan. Lagrange donna ensuite la solution générale, qui fut rattachée par Jacobi aux méthodes d'intégration exposées dans ce Chapitre. Les quadratures elliptiques qui figurent dans les intégrales fournirent à Legendre un exemple important pour l'application de sa théorie des intégrales elliptiques.

Plusieurs thèses ont été consacrées à ce même problème : celles de Serret, de Desboves, de M. Andrade, en France, et en Allemagne celle de M. Königsberger, intitulée : *De motu puncti versus duo centra attracti* (Berolini, 1860), qui contient les réductions des intégrales elliptiques aux fonctions θ.

Prenons pour axe Ox (*fig.* 183) la droite joignant les deux centres

Fig. 183.



attractifs O_1 et O_2, pour origine leur milieu, et appelons $2c$ la distance O_1O_2 : soient Oy_1 et Oz_1 deux autres axes fixes formant avec Ox un trièdre trirectangle. Pour déterminer la position du mobile M dans l'espace, nous prendrons d'abord l'angle θ que fait le plan MO_1O_2 déterminé par le mobile et l'axe Ox avec le plan xOy_1 ; cet angle est mesuré par l'angle de la trace Oy du plan MO_1O_2 sur le plan y_1Oz_1 avec l'axe Oy_1.

Le plan yOx étant ainsi défini, pour fixer la position du mobile dans ce plan, nous appellerons x et y les coordonnées cartésiennes OP et OQ du mobile par rapport aux arcs xOy et q_1 et q_2 les coordonnées elliptiques du point dans ce même plan définies dans un système de coniques homofocales de foyers O_1O_2 (n° 280, 4e problème). Les coordonnées du mobile M par rapport aux axes fixes étant x, y_1, z_1, on a évidemment

$$y_1 = y\cos\theta, \qquad z_1 = y\sin\theta,$$

d'où, pour le carré de l'élément linéaire,

$$ds^2 = dx^2 + dy_1^2 + dz_1^2 = dx^2 + dy^2 + y^2 d\theta^2.$$

Si maintenant, dans le plan xOy, on emploie pour définir la position du point (x, y) les coordonnées elliptiques q_1 et q_2, racines de l'équation

$$\frac{x^2}{a-\lambda} + \frac{y^2}{b-\lambda} - 1 = 0, \qquad (a - b = c^2),$$

on a, d'après des formules antérieurement établies (n° 280, 4e problème),

$$x^2 = -\frac{(a-q_1)(a-q_2)}{b-a}, \qquad y^2 = -\frac{(b-q_1)(b-q_2)}{a-b},$$

$$dx^2 + dy^2 = \frac{1}{4}(N_1 dq_1^2 + N_2 dq_2^2),$$

$$N_1 = \frac{q_2 - q_1}{f(q_1)}, \qquad N_2 = \frac{q_1 - q_2}{f(q_2)}, \qquad f(\lambda) = (a-\lambda)(b-\lambda).$$

Donc, dans le système de coordonnées actuelles, le carré de l'élément linéaire est

$$ds^2 = \frac{1}{4}(N_1 dq_1^2 + N_2 dq_2^2) + y^2 d\theta^2,$$

N_1, N_2 et y^2 étant supposés remplacés par leurs valeurs ci-dessus en q_1 et q_2.

Prenons la masse du mobile pour unité : la demi-force vive est

$$T = \frac{1}{2}\left(\frac{ds}{dt}\right)^2 = \frac{1}{8}(N_1 q_1'^2 + N_2 q_1'^2) + \frac{1}{2} y^2 \theta'^2,$$

où θ et θ' jouent le rôle de q_3 et q_3'. Si l'on appelle r_1 et r_2 les distances MO_1 et MO_2 du mobile aux deux foyers, les forces attractives issues de ces foyers ont pour valeurs algébriques $-\frac{\mu_1}{r_1^2}$ et $-\frac{\mu_2}{r_2^2}$: la somme de leurs travaux élémentaires $-\frac{\mu_1}{r_1^2}\delta r_1 - \frac{\mu_2}{r_2^2}\delta r_2$ est la différentielle totale exacte de la fonction de forces

$$U = \frac{\mu_1}{r_1} + \frac{\mu_2}{r_2}.$$

Or, le carré du demi-grand axe de l'ellipse qui passe par le point M étant $a - q_1$, on a pour la somme $r_1 + r_2$ des distances du point M aux deux foyers

$$r_1 + r_2 = 2\sqrt{a - q_1};$$

de même, le carré du demi-axe transverse de l'hyperbole qui passe par M étant $a - q_2$, on a

$$r_1 - r_2 = 2\sqrt{a - q_2},$$

d'où

$$r_1 = \sqrt{a - q_1} + \sqrt{a - q_2}, \qquad r_2 = \sqrt{a - q_1} - \sqrt{a - q_2},$$

d'où l'on conclut

$$U = \frac{\mu_1}{r_1} + \frac{\mu_2}{r_2} = \frac{U_2 - U_1}{q_2 - q_1},$$

expression obtenue en réduisant au même dénominateur et posant, pour abréger,

$$U_1 = -(\mu_1 + \mu_2)\sqrt{a - q_1}, \qquad U_2 = (\mu_1 - \mu_2)\sqrt{a - q_2}:$$

de sorte que U_1 dépend seulement de q_1 et U_2 seulement de q_2, ce qui est un fait essentiel pour la suite. Les variables auxiliaires p_1, p_2, p_3 sont ici égales aux dérivées partielles de T par rapport à q'_1, q'_2 et θ':

$$p_1 = \frac{1}{4} N_1 q'_1, \qquad p_2 = \frac{1}{4} N_2 q'_2, \qquad p_3 = y^2 \theta';$$

résolvant ces équations par rapport à q'_1, q'_2 et θ', puis portant dans la fonction d'Hamilton $H = T - U$, on a

$$H = \frac{2p_1^2}{N_1} + \frac{2p_2^2}{N_2} + \frac{p_3^2}{2y^2} - \frac{U_2 - U_1}{q_2 - q_1};$$

cette fonction devient enfin, en remplaçant N_1, N_2 et y^2 par leurs valeurs en fonction de q et q_2, et remarquant que l'on peut écrire

$$\frac{1}{y^2} = -\frac{a-b}{(b-q_1)(b-q_2)} = \frac{a-b}{q_2-q_1}\left(\frac{1}{b-q_1} - \frac{1}{b-q_2}\right),$$

$$H = \frac{1}{q_2-q_1}\left[2f(q_1)p_1^2 - 2f(q_2)p_2^2 + \frac{a-b}{2}\left(\frac{1}{b-q_1} - \frac{1}{b-q_2}\right)p_3^2 - U_2 + U_1\right].$$

Il est alors aisé d'écrire l'équation de Jacobi ; nous écrirons immédiatement l'équation en W obtenue en remplaçant, comme plus haut, V par $-ht + W$,

$$-h + \frac{1}{q_2-q_1}\left[2f(q_1)\left(\frac{\partial W}{\partial q_1}\right)^2 - 2f(q_2)\left(\frac{\partial W}{\partial q_2}\right)^2 + \frac{a-b}{2}\left(\frac{1}{b-q_1} - \frac{1}{b-q_2}\right)\left(\frac{\partial W}{\partial \theta}\right)^2 - U_2 + U_1\right] = 0.$$

On peut trouver une intégrale complète de la forme

$$W = \alpha\theta + R_1 + R_2,$$

R_1 étant fonction de q_1 seul et R_2 de q_2 seul. En effet, en substituant cette expression de W et chassant les dénominateurs, on a, pour déterminer R_1 et R_2, une équation qui s'écrit

$$hq_1 + 2f(q_1)\left(\frac{dR_1}{dq_1}\right)^2 + \frac{(a-b)\alpha^2}{2(b-q_1)} + U_1$$
$$= hq_2 + 2f(q_2)\left(\frac{dR_2}{dq_2}\right)^2 + \frac{(a-b)\alpha^2}{2(b-q_2)} + U_2,$$

où le premier membre dépend de q_1 seulement et le deuxième membre de q_2 seulement. Comme, dans l'équation aux dérivées partielles, q_1 et q_2 sont des variables indépendantes, la seule façon de vérifier cette dernière relation, sans établir de dépendance entre q_1 et q_2, est d'égaler séparément chaque membre à une constante 2β. Résolvons ensuite les deux équations ainsi obtenues par rapport à $\frac{dR_1}{dq_1}$ et $\frac{dR_2}{dq_2}$, nous aurons, en posant

$$S_1 = 2\beta - hq_1 - \frac{(a-b)\alpha^2}{2(b-q_1)} - U_1,$$

$$S_2 = 2\beta - hq_2 - \frac{(a-b)\alpha^2}{2(b-q_2)} - U_2,$$

$$dR_1 = \sqrt{\frac{S_1}{2f(q_1)}}\,dq_1, \qquad dR_2 = \sqrt{\frac{S_2}{2f(q_2)}}\,dq_2;$$

ces expressions donnent R_1 et R_2 par des quadratures, et l'on obtient, pour l'intégrale complète cherchée, l'expression

$$W = \alpha\theta + \int\sqrt{\frac{S_1}{2f(q_1)}}\,dq_1 + \int\sqrt{\frac{S_2}{2f(q_2)}}\,dq_2,$$

avec trois constantes arbitraires α, β et h, dont aucune n'est simplement ajoutée. Les équations de la trajectoire s'obtiennent alors en égalant à des constantes α' et β' les dérivées partielles de W par rapport à α et β :

$$(T)\quad \begin{cases} \theta - (a-b)\alpha\displaystyle\int\frac{dq_1}{2(b-q_1)\sqrt{S_1 f(q_1)}} - (a-b)\alpha\int\frac{dq_2}{2(b-q_2)\sqrt{S_2 f(q_2)}} = \alpha', \\ \displaystyle\int\frac{dq_1}{\sqrt{S_1 f(q_1)}} + \int\frac{dq_2}{\sqrt{S_2 f(q_2)}} = \beta'. \end{cases}$$

La deuxième de ces équations, donnant une relation entre q_1 et q_2, est l'équation de la trajectoire relative dans le plan mobile xOy : la première donne l'angle de rotation du plan. On obtient le temps en égalant à $t - t_0$ la dérivée partielle de W par rapport à h.

$$-\frac{1}{2}\int\frac{q_1\,dq_1}{\sqrt{S_1 f(q_1)}} - \frac{1}{2}\int\frac{q_2\,dq_2}{\sqrt{S_2 f(q_2)}} = t - t_0.$$

Le problème est ainsi ramené aux quadratures; ces quadratures sont elliptiques, comme on s'en assure en faisant $q_1 - a = s_1^2$, $q_2 - a = s_2^2$, de façon à rendre S_1 et S_2 rationnels en s_1 et s_2.

Quant aux expressions des inconnues auxiliaires p_1, p_2, p_3, on les obtient en prenant les dérivées partielles de W par rapport à q_1, q_2, θ,

$$p_1 = \sqrt{\frac{S_1}{2f(q_1)}}, \qquad p_2 = \sqrt{\frac{S_2}{2f(q_2)}}, \qquad p_3 = \alpha.$$

Cette dernière formule donne la signification de la constante α; en effet, l'équation qui définit p_3 nous a donné pour p_3 la valeur $y^2\theta'$; on a donc

$$y^2\theta' = \alpha,$$

équation qui exprime que le principe des aires s'applique à la projection du mouvement sur le plan $y_1 O z_1$, car y et θ sont les coordonnées polaires de la projection du mobile sur ce plan. Ce fait est évident *a priori*, car les deux forces agissant sur le mobile rencontrent Ox.

Dans le cas particulier où la vitesse initiale du mobile rencontrerait Ox, la trajectoire serait évidemment dans le plan $M_0 O_1 O$, déterminé par la position initiale et les deux centres attractifs. On peut le vérifier sur les équations : dans ce cas la constante α serait nulle et la première des équations de la trajectoire (T) deviendrait

$$\theta = \alpha',$$

ce qui montre que le plan yOx resterait fixe. La deuxième équation (T) donne alors la trajectoire en coordonnées elliptiques.

Intégration de l'équation d'Euler. — Supposons non seulement $\alpha = 0$, mais aussi $\mu_1 = \mu_2 = 0$; alors le plan yOx est fixe, la trajectoire est plane et, comme il n'y a pas de forces, cette trajectoire est une droite du plan yOx. Dans ces hypothèses, la deuxième des équations (T) devient, en remplaçant $f(q_1)$ et $f(q_2)$ par leurs expressions,

$$(\mathrm{E})\quad \int \frac{dq_1}{\sqrt{(2\beta - hq_1)(a-q_1)(b-q_1)}} + \int \frac{dq_2}{\sqrt{(2\beta - hq_2)(a-q_2)(b-q_2)}} = \beta'.$$

Cette équation représente donc une droite; elle peut être identifiée avec l'équation d'une droite en coordonnées elliptiques, équation qui est évidemment algébrique en q_1 et q_2. On retrouve ainsi, d'après Lagrange, le résultat fondamental donné par Euler, que l'équation (E) admet une intégrale algébrique; résultat qui conduit à l'addition des fonctions elliptiques.

Remarque. — On pourra, de la même façon, ramener à des quadratures le mouvement d'un point sollicité par des forces qui, dans le système des coordonnées que nous venons d'employer, dérivent d'une fonction de forces de la forme

$$\frac{U_2 - U_1}{q_2 - q_1},$$

U_2 étant une fonction quelconque de q_2 seul et U_1 une fonction de q_1 seul. Par exemple, on conserve cette forme de la fonction de forces en ajoutant aux forces précédentes (attractions issues de O_1 et O_2 en raison inverse du carré des distances) une attraction issue de O proportionnelle à la distance, une attraction perpendiculaire au plan $y_1 O z_1$ en raison inverse du cube de la distance x et une attraction perpendiculaire à l'axe Ox en raison inverse du cube de la distance y.

Signalons en terminant un travail de M. Velde, *Ueber einen Specialfall der Bewegung eines Punktes welcher von zwei festen Centren angezogen wird* (1889, Berlin. R. Gartners Verl., *Bulletin des Sciences mathématiques*, p. 125; 1890). M. Velde traite le problème du *mouvement plan* en supposant que les forces attractives issues des foyers O_1 et O_2 soient $-\frac{\mu_1}{r_1^2} - \mu r_1$, $-\frac{\mu_2}{r_2^2} - \mu r_2$ et que le mobile soit attiré par le centre O proportionnellement à la distance.

308. Coordonnées elliptiques dans l'espace. — On a trouvé (n° 280)

$$T = \frac{1}{8}(M_1 q_1'^2 + M_2 q_2'^2 + M_3 q_3'^2).$$

Alors

$$p_1 = \frac{1}{4} M_1 q_1', \qquad p_2 = \frac{1}{4} M_2 q_2', \qquad p_3 = \frac{1}{4} M_3 q_3'.$$

Supposons que la fonction de forces soit de la forme

$$U = \frac{U_1}{(q_1 - q_2)(q_1 - q_3)} + \frac{U_2}{(q_2 - q_3)(q_2 - q_1)} + \frac{U_3}{(q_3 - q_1)(q_3 - q_2)},$$

U_1 étant fonction de q_1 seul, U_2 de q_2 seul et U_3 de q_3 seul. Nous aurons

$$H = 2\left(\frac{p_1^2}{M_1} + \frac{p_2^2}{M_2} + \frac{p_3^2}{M_3}\right) - U.$$

L'équation en W est donc, si nous mettons pour M_1, M_2, M_3 leurs valeurs (n° 280),

$$-h + 2\left[\frac{f(q_1)}{(q_1 - q_2)(q_1 - q_3)}\left(\frac{\partial W}{\partial q_1}\right)^2 + \frac{f(q_2)}{(q_2 - q_3)(q_2 - q_1)}\left(\frac{\partial W}{\partial q_2}\right)^2 + \frac{f(q_3)}{(q_3 - q_1)(q_3 - q_2)}\left(\frac{\partial W}{\partial q_3}\right)^2\right] - U = 0.$$

Pour trouver une intégrale complète de cette équation dans l'hypothèse faite sur U, remarquons avec Jacobi que l'on a identiquement, quelles que soient les constantes α et β,

$$\frac{2\alpha + 2\beta q_1 + h q_1^2}{(q_1 - q_2)(q_1 - q_3)} + \frac{2\alpha + 2\beta q_2 + h q_2^2}{(q_2 - q_3)(q_2 - q_1)} + \frac{2\alpha + 2\beta q_3 + h q_3^2}{(q_3 - q_1)(q_3 - q_2)} = h,$$

comme on le voit en écrivant que la somme des résidus de la fonction rationnelle en q

$$\frac{2\alpha + 2\beta q + h q^2}{(q - q_1)(q - q_2)(q - q_3)}$$

est égale à h. L'équation en W peut alors s'écrire, en remplaçant h par cette expression,

$$\frac{f(q_1)\left(\frac{\partial W}{\partial q_1}\right)^2 - 2\alpha - 2\beta q_1 - hq_1^2 - U_1}{(q_1-q_2)(q_1-q_3)} + \frac{f(q_2)\left(\frac{\partial W}{\partial q_2}\right)^2 - \ldots - U_2}{(q_2-q_3)(q_2-q_1)} + \frac{f(q_3)\left(\frac{\partial W}{\partial q_3}\right)^2 - \ldots - U_3}{(q_3-q_1)(q_3-q_2)} = 0,$$

équation qui admet manifestement l'intégrale suivante :

$$W = \int\sqrt{\frac{S_1}{f(q_1)}}\,dq_1 + \int\sqrt{\frac{S_2}{f(q_2)}}\,dq_2 + \int\sqrt{\frac{S_3}{f(q_3)}}\,dq_3,$$

où l'on a posé

$$S_i = 2\alpha + 2\beta q_i + hq_i^2 + U_i, \qquad (i = 1, 2, 3).$$

En effet, cette expression de W annule chacun des trois termes de l'équation aux dérivées partielles. Les équations de la trajectoire s'obtiennent alors en égalant à des constantes α' et β' les dérivées partielles de W par rapport à α et β :

$$\int\frac{dq_1}{\sqrt{S_1 f(q_1)}} + \int\frac{dq_2}{\sqrt{S_2 f(q_2)}} + \int\frac{dq_3}{\sqrt{S_3 f(q_3)}} = \alpha',$$

$$\int\frac{q_1\,dq_1}{\sqrt{S_1 f(q_1)}} + \int\frac{q_2\,dq_2}{\sqrt{S_2 f(q_2)}} + \int\frac{q_3\,dq_3}{\sqrt{S_3 f(q_3)}} = \beta'.$$

Dans le cas particulier où il n'y a pas de forces

$$U_1 = U_2 = U_3 = 0,$$

ces équations doivent représenter une droite en coordonnées elliptiques dans l'espace. Elles sont donc alors équivalentes à deux relations algébriques entre q_1, q_2, q_3, ce qui constitue une première généralisation du résultat d'Euler rappelé à la fin de l'exercice précédent et un cas particulier du théorème d'Abel appliqué aux intégrales ultraelliptiques de première espèce. Quant au temps, on l'obtiendrait en égalant $\frac{\partial W}{\partial h}$ à $t - t_0$.

On vérifiera, à titre d'exercice, que la fonction des forces prend la forme supposée ci-dessus quand le mobile est sollicité à la fois par une attraction issue du centre, proportionnelle à la distance, et par des attractions normales aux trois plans principaux des surfaces homofocales et variant respectivement en raison inverse du cube des distances.

V. — APPLICATIONS DU PRINCIPE DE LA MOINDRE ACTION AUX COURBES BRACHISTOCHRONES, A L'ÉQUILIBRE DES FILS.

309. Moindre action. — Point libre. — Soit un point libre de masse 1 sollicité par une force dérivant de la fonction de forces $U(x, y, z)$. Nous avons vu (n° 290) que, la constante des forces vives h ayant une valeur déterminée, les trajectoires, passant par deux points donnés A et B, sont les courbes annulant la variation de l'action

$$(1) \qquad \mathcal{A} = \int_{(A)}^{(B)} \sqrt{2(U+h)}\, ds.$$

Ces trajectoires sont aisées à trouver quand on connaît une intégrale complète de l'équation de Jacobi en W dans un système quelconque de coordonnées

$$(2) \qquad H\left(\frac{\partial W}{\partial q_1}, \frac{\partial W}{\partial q_2}, \frac{\partial W}{\partial q_3}, q_1, q_2, q_3\right) - h = 0.$$

Il est utile, pour la suite, d'écrire explicitement cette équation : nous avons vu (n° 293) que T est une forme quadratique de p_1, p_2, p_3

$$2T = \Sigma \frac{A_{ik}}{D} p_i p_k, \qquad (A_{ik} = A_{ki});$$

d'ailleurs H est égal à T — U. L'équation de Jacobi obtenue en remplaçant p_1, p_2, p_3 par $\frac{\partial W}{\partial q_1}, \frac{\partial W}{\partial q_2}, \frac{\partial W}{\partial q_3}$ est donc

$$(3) \qquad \sum_{i,k} \frac{A_{ik}}{D} \frac{\partial W}{\partial q_i} \frac{\partial W}{\partial q_k} = 2(U+h), \qquad \begin{matrix}(i = 1, 2, 3)\\(k = 1, 2, 3)\end{matrix}.$$

Soient alors $W(q_1, q_2, q_3, \alpha, \beta, h)$ une intégrale complète de cette équation, W_0 et W_1 les valeurs qu'elle prend aux deux points A et B. Nous savons que les équations des trajectoires sous forme finie sont

$$(4) \qquad \frac{\partial W}{\partial \alpha} = \alpha', \qquad \frac{\partial W}{\partial \beta} = \beta',$$

avec les quatre constantes α, β, α', β'.

Il s'agit, pour obtenir les trajectoires passant par A et B, de déterminer ces constantes en écrivant que les équations (4) sont vérifiées par les coordonnées des points A et B, ce qui donne

$$(5) \qquad \frac{\partial W_0}{\partial \alpha} = \alpha', \qquad \frac{\partial W_0}{\partial \beta} = \beta', \qquad \frac{\partial W_1}{\partial \alpha} = \alpha', \qquad \frac{\partial W_1}{\partial \beta} = \beta'$$

ou, en retranchant,

$$(6)\qquad \frac{\partial(W_1 - W_0)}{\partial\alpha} = 0, \qquad \frac{\partial(W_1 - W_0)}{\partial\beta} = 0.$$

Ces deux dernières équations déterminent α et β : les précédentes (5) donnent α' et β'. A chaque système de valeurs de α et β donné par les équations (4) correspond une trajectoire passant par les deux points A et B.

THÉORÈME. — *La valeur de l'action le long de cette trajectoire est donnée par la formule remarquable*

$$\mathcal{A} = W_1 - W_0.$$

En effet, cherchons quelle est la variation dW de la fonction W correspondant à un déplacement infiniment petit dq_1, dq_2, dq_3 effectué sur la trajectoire; nous pouvons dans cette hypothèse supposer que q_1, q_2, q_3 sont les coordonnées du point matériel lancé de telle façon qu'il décrive la trajectoire considérée. Alors

$$(6')\qquad dW = \frac{\partial W}{\partial q_1}dq_1 + \frac{\partial W}{\partial q_2}dq_2 + \frac{\partial W}{\partial q_3}dq_3$$

ou, en remplaçant dq_1, dq_2, dq_3 par $q'_1\,dt$, $q'_2\,dt$, $q'_3\,dt$ et $\frac{\partial W}{\partial q_1}$, $\frac{\partial W}{\partial q_2}$, $\frac{\partial W}{\partial q_3}$ par leurs valeurs p_1, p_2, p_3,

$$dW = (p_1 q'_1 + p_2 q'_2 + p_3 q'_3)\,dt.$$

Comme p_1, p_2, p_3 sont les dérivées partielles de T par rapport à q'_1, q'_2, q'_3, on a, d'après le théorème des fonctions homogènes,

$$dW = 2T\,dt = \frac{ds}{dt}\,ds,$$

car la force vive 2T est égale à $\frac{ds^2}{dt^2}$. Mais, d'après le théorème des forces vives, la vitesse $\frac{ds}{dt}$ est égale à $\sqrt{2(U+h)}$: ce qui donne

$$dW = \sqrt{2(U+h)}\,ds.$$

La valeur de l'action calculée le long de la trajectoire de A en B est donc enfin

$$\mathcal{A} = \int_{(A)}^{(B)} \sqrt{2(U+h)}\,ds = \int_{(A)}^{(B)} dW = W_1 - W_0,$$

comme nous voulions le démontrer.

310. Point sur une surface. — Les mêmes conclusions subsistent pour le mouvement d'un point sur un plan ou sur une surface fixe quelconque, quand il y a une fonction de forces.

La force vive est alors une forme quadratique de q'_1, q'_2 ou de p_1, p_2,

$$(7)\qquad 2T = a_{11}q_1'^2 + 2a_{12}q'_1q'_2 + a_{22}q_2'^2 = \frac{1}{D}(A_{11}p_1^2 + 2A_{12}p_1p_2 + A_{22}p_2^2),$$

où

$$D = a_{11}a_{22} - a_{12}^2, \qquad A_{11} = a_{22}, \qquad A_{12} = -a_{12}, \qquad A_{22} = a_{11}.$$

H est égal à T — U et l'équation de Jacobi en W est

$$(8)\qquad \frac{1}{D}\left[A_{11}\left(\frac{\partial W}{\partial q_1}\right)^2 + 2A_{12}\frac{\partial W}{\partial q_1}\frac{\partial W}{\partial q_2} + A_{22}\left(\frac{\partial W}{\partial q_2}\right)^2\right] = 2(U+h).$$

Si $W(q_1, q_2, \alpha, h)$ en est une intégrale complète, l'équation des trajectoires est $\frac{\partial W}{\partial \alpha} = \alpha'$, et l'action le long de la trajectoire allant de A en B est $W_1 - W_0$, α étant déterminé par l'équation $\frac{\partial(W_1 - W_0)}{\partial \alpha} = 0$. (*Voir*, pour une étude détaillée de ces propriétés, les *Leçons sur la théorie des surfaces*, de M. Darboux, t. II, Chap. VI et VII.)

311. Mouvement parabolique. — Par exemple, pour le mouvement parabolique d'un point pesant dans un plan vertical, nous avons trouvé (302)

$$W = \alpha x - \frac{1}{3g}(2h - \alpha^2 - 2gy)^{\frac{3}{2}}.$$

La valeur de l'action le long d'une des deux trajectoires paraboliques allant du point (x_0, y_0) au point (x_1, y_1) est

$$\mathcal{A} = \alpha(x_1 - x_0) - \frac{1}{3g}\left[(2h - \alpha^2 - 2gy_1)^{\frac{3}{2}} - (2h - \alpha^2 - 2gy_0)^{\frac{3}{2}}\right],$$

α étant une des deux racines de l'équation

$$(9)\qquad x_1 - x_0 + \frac{\alpha}{g}\left[(2h - \alpha^2 - 2gy_1)^{\frac{1}{2}} - (2h - \alpha^2 - 2gy_0)^{\frac{1}{2}}\right] = 0.$$

Cette équation rendue rationnelle est bicarrée en α : une des valeurs de α^2 étant choisie, le signe à prendre pour α est déterminé par l'équation (9), dans laquelle le terme $x_1 - x_0$ et le coefficient de $\frac{\alpha}{g}$ ont des signes connus.

312. Courbes brachistochrones et figures d'équilibre des fils dans le cas d'une fonction de forces. — Problème de la réfraction. — Si, pour abréger, nous remplaçons dans ce qui précède $2(U+h)$ par φ^2, φ dési-

gnant une fonction des coordonnées, nous voyons que les résultats obtenus pour un point libre s'énoncent comme il suit. Les courbes joignant deux points donnés A et B et rendant maximum l'intégrale

$$(10) \qquad I = \int_{(A)}^{(B)} \varphi \, ds$$

sont connues dès qu'on connaît une intégrale complète $W(q_1, q_2, q_3, \alpha, \beta)$ de l'équation de Jacobi (3) en W, dans laquelle on a remplacé $2(U + h)$ par φ^2,

$$(11) \qquad \sum \frac{A_{ik}}{D} \frac{\partial W}{\partial q_i} \frac{\partial W}{\partial q_k} = \varphi^2, \qquad \begin{pmatrix} i = 1, 2, 3 \\ k = 1, 2, 3 \end{pmatrix}.$$

Elles ont pour équations

$$\frac{\partial W}{\partial \alpha} = \alpha', \qquad \frac{\partial W}{\partial \beta} = \beta',$$

et la valeur de l'intégrale I le long d'une de ces courbes est $W_1 - W_0$, les constantes α et β étant calculées comme précédemment, à l'aide des équations (6). Par exemple, en coordonnées cartésiennes rectangulaires, suffira d'avoir une intégrale complète de l'équation

$$\left(\frac{\partial W}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial z}\right)^2 = \varphi^2.$$

De même, pour obtenir, sur une surface fixe, les courbes joignant deux points A et B et rendant l'intégrale I minimum, il suffira d'avoir une intégrale complète $W(q_1, q_2, \alpha)$ de l'équation en W de Jacobi (8), dans laquelle on aurait remplacé $2(U + h)$ par φ^2, de façon à avoir l'équation

$$(12) \qquad \frac{1}{D}\left[A_{11}\left(\frac{\partial W}{\partial q_1}\right)^2 + 2A_{12}\frac{\partial W}{\partial q_1}\frac{\partial W}{\partial q_2} + A_{22}\left(\frac{\partial W}{\partial q_2}\right)^2\right] = \varphi^2.$$

Les courbes cherchées ont alors une équation de la forme $\frac{\partial W}{\partial \alpha} = \alpha'$, et l'intégrale (10) le long d'une de ces courbes est $W_1 - W_0$.

Mais nous avons vu que l'on peut ramener, à la recherche des courbes rendant minimum une intégrale telle que (10), les trois problèmes suivants :

1° *Figure d'équilibre d'un fil, libre ou mobile sur une surface, sollicité par des forces dérivant d'une fonction de forces* (n° 158);

2° *Problème général de la réfraction* (n° 162);

3° *Détermination des courbes brachistochrones pour un point libre ou mobile sur une surface, lorsqu'il existe une fonction des forces* (n° 255 et 257).

Ces problèmes peuvent donc être ramenés à la recherche d'une intégrale complète d'une équation aux dérivées partielles de la forme (11) ou (12). La valeur de l'intégrale (10), le long de l'une de ces courbes allant de A en B est de plus $W_1 - W_0$; dans le cas particulier des brachistochrones, la valeur de cette intégrale donne le temps que met le mobile à parcourir l'arc AB de brachistochrone. (*Voir* CLEBSCH, *Journal de Crelle*, t. 57, p. 93; APPELL, *Comptes rendus*, 12 mars 1883, et *Annales de la Faculté de Toulouse*, 1887; ANDOYER, *Comptes rendus*, t. C, p. 1577; MARCOLONGO, *Rendiconti della R. Accademia delle Scienze di Napoli*, juillet 1888.)

EXERCICES.

1. Si, dans les équations canoniques, on pose $t = -t'$, ces équations conservent la même forme, mais les p jouent le rôle des q, et inversement. Conclure de là que, pour obtenir les intégrales des équations du mouvement, il suffit de connaître une intégrale complète de l'équation aux dérivées partielles

$$-\frac{\partial V}{\partial t} + H\left(p_1, p_2, p_3, \frac{\partial V}{\partial p_1}, \frac{\partial V}{\partial p_2}, \frac{\partial V}{\partial p_3}, t\right) = 0$$

et écrire les intégrales des équations du mouvement.

2. Même question pour le mouvement d'un point sur une surface ou sur une courbe.

3. Appliquer la méthode de Jacobi aux exemples suivants :

a. Mouvement d'un point sollicité par une force constante en grandeur et direction, et par une attraction issue d'un point fixe en raison inverse du carré de la distance. Ce cas est un cas limite du problème traité dans le n° 307; il suffit de supposer l'un des centres attractifs à l'infini; les coniques homofocales deviennent alors des paraboles homofocales. (CELLÉRIER, *Bulletin des Sciences mathématiques*, 1891, et DE SAINT-GERMAIN, *Nouvelles Annales*, 1892).

b. Mouvement du pendule sphérique.

4. Mettre sous forme canonique les équations du mouvement d'un point sur une courbe fixe ou mobile. Appliquer ensuite le théorème de Jacobi. (Il suffit d'appliquer les théorèmes généraux en supposant les paramètres réduits à un seul q_1.)

5. Application au pendule simple.

6. Application au problème du n° 260.

Dans ce problème, en supposant $m = 1$, on a

$$T = \frac{R^2}{2}(\theta'^2 + 2a\theta' + 2a\omega), \qquad a = \omega(1 + \cos\theta);$$

il y a un seul paramètre θ qui joue le rôle de q_1, de plus $U = 0$. On doit poser

$$p_1 = \frac{\partial T}{\partial \theta'} = R^2(\theta' + a),$$

$$H = p_1\theta' - T - U = \frac{R^2}{2}(\theta'^2 - 2a\omega)$$

ou, en fonction de p_1,

$$H = \frac{R^2}{2}\left[\left(\frac{p_1}{R^2} - a\right)^2 - 2a\omega\right];$$

l'équation de Jacobi est

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{R^2}{2}\left[\left(\frac{1}{R^2}\frac{\partial V}{\partial \theta} - a\right)^2 - 2a\omega\right] = 0.$$

Elle admet l'intégrale complète

$$V = R^2\left(-ht + \int a\,d\theta + \int \sqrt{2a\omega + 2h}\,d\theta\right)$$

avec la constante h. L'équation du mouvement est alors

$$\frac{\partial V}{\partial h} = \text{const.} = -R^2 t_0,$$

$$t - t_0 = \int \frac{d\theta}{\sqrt{2a\omega + 2h}},$$

équation qui, d'après la valeur de a, est identique à celle du mouvement d'un pendule simple.

7. Soit une surface dont l'élément linéaire peut être mis sous la forme de Liouville (n° 305). Appelons i l'angle que fait en chaque point une ligne géodésique déterminée avec la courbe $q_2 = \text{const.}$ passant par ce point. Démontrer que l'on a, tout le long de cette ligne,

$$A_1 \sin^2 i + A_2 \cos^2 i = \text{const.}$$

(LIOUVILLE, *Journal de Mathématiques*, 1844.)

8. Appliquer la méthode du n° 305 à la recherche des lignes géodésiques du plan en employant des coordonnées elliptiques dans le plan.

L'équation différentielle des lignes géodésiques (lignes droites) est alors l'équation d'Euler. L'équation d'une droite en coordonnées elliptiques fournit alors l'intégrale de l'équation d'Euler (LAGRANGE, *voyez* n° 307). L'équation qui donne l'arc de courbe géodésique (305) fournit le théorème d'addition pour les intégrales elliptiques de deuxième espèce (DARBOUX, *Leçons sur la Théorie générale des surfaces*, t. III, p. 13).

9. Appliquer la méthode du n° 305 à la recherche des lignes géodésiques de la sphère, en employant des coordonnées elliptiques sur la sphère (*voir* DARBOUX *ibid.*, t. II, p. 422). On a

$$ds^2 = (\cos 2\mu - \cos 2\nu)\left(\frac{d\mu^2}{\cos 2\mu - \cos 2c} + \frac{d\nu^2}{\cos 2c - \cos 2\nu}\right).$$

La formule relative à l'arc d'une ligne géodésique (grand cercle) donne alors la formule d'addition pour les intégrales elliptiques de troisième espèce (DARBOUX, *ibid.*, t. III, p. 13).

10. Appliquer la méthode de Jacobi à la recherche de la figure d'équilibre d'une chaînette homogène pesante d'après le n° 312.

11. En adoptant les notations du n° 305, démontrer que l'on peut ramener aux quadratures le mouvement d'un point sur une surface de Liouville quand la fonction des forces est de la forme $\frac{U_1 - U_2}{A_1 - A_2}$, U_1 dépendant de q_1 seulement, et U_2 de q_2.

Appliquer en particulier au mouvement, sur un ellipsoïde, d'un point attiré par le centre proportionnellement à la distance (Jacobi). Démontrer que, dans ce mouvement, la pression du mobile sur l'ellipsoïde varie proportionnellement au cube de la distance du centre au plan tangent à l'ellipsoïde mené par le mobile (Aston, *Bulletin des Sciences mathématiques*, 1889, p. 294).

12. *Méthode de M. Elliot pour le cas d'une résistance proportionnelle à la vitesse.* — Nous avons supposé, dans le Chapitre précédent, que les composantes X, Y, Z de la résultante des forces données appliquées au mobile sont les dérivées partielles d'une fonction $U(x, y, z, t)$. On doit à M. Elliot l'ingénieuse remarque que l'on peut encore mettre les équations sous forme canonique et, par suite, appliquer le théorème de Jacobi quand à la force X, Y, Z vient s'ajouter une résistance proportionnelle à la vitesse. Prenons, par exemple, le mouvement d'un point de masse 1 sur une surface fixe ou mobile $f(x, y, z, t) = 0$, sollicité par une force de projections $\frac{\partial U}{\partial x}$, $\frac{\partial U}{\partial y}$, $\frac{\partial U}{\partial z}$ et une résistance proportionnelle à la vitesse de projections $-k\frac{dx}{dt}$, $-k\frac{dy}{dt}$, $-k\frac{dz}{dt}$ (k constante). Les équations du mouvement sont

$$(1) \qquad \frac{d^2x}{dt^2} = -k\frac{dx}{dt} + \frac{\partial U}{\partial x} + \lambda\frac{\partial f}{\partial x}, \qquad \ldots.$$

Faisons le changement de variable indépendante $t' = e^{-kt}$, en prenant t' pour nouvelle variable; nous avons

$$\frac{dx}{dt} = -kt'\frac{dx}{dt'}, \qquad \frac{d^2x}{dt^2} = k^2t'\frac{dx}{dt'} + k^2t'^2\frac{d^2x}{dt'^2},$$

et la première équation devient

$$\frac{d^2x}{dt'^2} = \frac{1}{k^2t'^2}\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\lambda}{k^2t'^2}\frac{\partial f}{\partial x};$$

les deux autres se transforment de la même façon. Donc, en posant

$$U'(x, y, z, t') = \frac{1}{k^2t'^2}U(x, y, z, t), \qquad \lambda' = \frac{\lambda}{k^2t'^2}$$

et

$$t = -\frac{1}{k}\log t',$$

les équations prennent la forme

$$(2) \qquad \frac{d^2x}{dt'^2} = \frac{\partial U'}{\partial x} + \lambda'\frac{\partial f}{\partial x}, \qquad \ldots,$$

équations du mouvement d'un point, *sans résistance de milieu,* sur la surface $f\left(x, y, z, -\frac{1}{k}\log t'\right) = 0$. On pourra appliquer à ce dernier mouvement les méthodes de Poisson, Hamilton, Jacobi; une fois qu'on aura trouvé sous forme finie les intégrales générales des équations du mouvement (2), il suffira d'y remplacer t' par e^{-kt} et l'on aura les intégrales générales des équations (1) du mouvement demandé.

La même méthode de transformation s'applique évidemment au mouvement d'un point libre ou assujetti à glisser sur une courbe fixe ou mobile, quand le point est sollicité par une résistance de milieu proportionnelle à la vitesse (ELLIOT, *Comptes rendus,* 1893, et *Annales de l'École Normale,* août 1893).

13. Appliquer la méthode précédente de M. Elliot aux exemples suivants:

1° Mouvement sur une surface fixe dans laquelle

$$ds^2 = E\,du^2 + 2F\,du\,dv + E\,dv^2,$$

la fonction de forces étant U et le point étant soumis à une résistance de milieu kV proportionnelle à la vitesse V.

Résultat. — Si $W(u, v, \alpha, \beta)$ est une intégrale complète de l'équation

$$G\left(\frac{\partial W}{\partial u}\right)^2 - 2F\frac{\partial W}{\partial u}\frac{\partial W}{\partial v} + E\left(\frac{\partial W}{\partial v}\right)^2 + (EG - F^2)(2kW - 2U) = 0,$$

les équations du mouvement sont

$$e^{kt}\frac{\partial W}{\partial \alpha} = \alpha', \qquad e^{kt}\frac{\partial W}{\partial \beta} = \beta'.$$

2° Mouvement sur une courbe fixe pour laquelle $ds^2 = E\,du^2$, avec résistance de milieu kV.

Résultat. — Si $W(u, \alpha)$ est une intégrale de

$$\frac{1}{E}\left(\frac{dW}{du}\right)^2 + 2kW - 2U = 0,$$

l'équation finie du mouvement est

$$e^{kt}\frac{\partial W}{\partial \alpha} = \alpha'.$$

3° Achever les calculs dans le cas d'un point matériel libre attiré par un centre fixe en raison inverse de la distance et soumis à une résistance de milieu proportionnelle à la vitesse (ELLIOT, *Annales de l'École Normale,* août 1893).

14. *Réduction des équations d'équilibre d'un fil libre à la forme canonique.* — Soit un fil libre dont l'élément ds est sollicité par la force ayant pour projections $\frac{\partial U}{\partial x}ds$, $\frac{\partial U}{\partial y}ds$, $\frac{\partial U}{\partial z}ds$, U étant une fonction donnée de x, y, z et s. Si l'on désigne par q_1, q_2, q_3 les coordonnées x, y, z, et par p_1, p_2, p_3 les quantités $T\frac{dx}{ds}$, $T\frac{dy}{ds}$, $T\frac{dz}{ds}$, on a $T = \sqrt{p_1^2 + p_2^2 + p_3^2}$; faisant enfin

$$H = U + T = U(q_1, q_2, q_3, s) + \sqrt{p_1^2 + p_2^2 + p_3^2},$$

les équations d'équilibre peuvent se mettre sous la forme canonique

$$\frac{dq_\nu}{ds} = \frac{\partial H}{\partial p_\nu}, \quad \frac{dp_\nu}{ds} = -\frac{\partial H}{\partial q_\nu}, \qquad (\nu = 1, 2, 3).$$

Appliquer à ces équations le théorème de Jacobi. On retrouve ainsi le théorème de CLEBSCH (*Journal de Crelle*, t. 57). (Voir *Comptes rendus*, 1883, t. XCVI, p. 688, et une Note de M. MARCOLONGO, *Rendiconti della R. Accademia delle Scienze di Napoli*, 1888.)

15. Réduire de même à la forme canonique les équations d'équilibre d'un fil glissant sans frottement sur une surface (*Comptes rendus*, 1883, t. XCVI, p. 688).

16. Le déterminant des coefficients de q'_1, q'_2, q'_3 dans les équations (2) du n° 292 est le carré du déterminant fonctionnel de x, y, z considérés comme fonctions de q_1, q_2, q_3.

17. Un point matériel glisse sans frottement sur la surface d'un ellipsoïde homogène de révolution et est attiré par les éléments de l'ellipsoïde suivant la loi de Newton. Trouver le mouvement.

(D'après la théorie de l'attraction, l'attraction de l'ellipsoïde sur le point a pour projections $X = -fx$, $Y = -fy$, $Z = -gz$, f et g désignant des constantes et l'axe Oz étant l'axe de révolution (JACOBI, *Crelle*, t. 24).

18. Mouvement d'un point soumis à l'attraction newtonienne de deux centres mobiles parcourant une circonférence fixe, de telle façon qu'ils soient constamment aux deux extrémités d'un diamètre et que le mobile se trouve toujours dans le plan déterminé par ce diamètre et l'axe de la circonférence (DESBOVES, *Journal de Liouville*, t. XIII_1).

19. Dans le cas des coordonnées elliptiques planes, le problème se ramène à des quadratures quand la fonction des forces est de la forme

$$U = \frac{\begin{vmatrix} 1 & U_1 \\ 1 & U_2 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} 1 & q_1 \\ 1 & q_2 \end{vmatrix}};$$

dans l'espace, le problème se ramène à des quadratures quand elle est de la forme

$$U = \frac{\begin{vmatrix} 1 & q_1 & U_1 \\ 1 & q_2 & U_2 \\ 1 & q_3 & U_3 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} 1 & q_1 & q_1^2 \\ 1 & q_2 & q_2^2 \\ 1 & q_3 & q_3^2 \end{vmatrix}},$$

U_1, U_2, U_3 étant respectivement fonctions de q_1, q_2, q_3 (LIOUVILLE, *Journal de Liouville*, t. XII_1).

Vérifier qu'on peut mettre sous cette forme une fonction des forces inverse-

ment proportionnelle à la puissance du point mobile par rapport à l'une des surfaces homofocales, par exemple

$$U = \frac{k}{\frac{x^2}{a} + \frac{y^2}{b} + \frac{z^2}{c} - 1}$$

$\left(\text{on trouve } U_1, U_2, U_3 \text{ égaux à } \frac{C}{q_1}, \frac{C}{q_2}, \frac{C}{q_3}, \text{ C désignant une constante}\right)$. (*Bulletin de la Société mathématique de France*, t. XIX, p. 102.)

On peut mettre sous cette même forme la fonction des forces pour un point glissant sur un ellipsoïde et attiré par le centre proportionnellement à la distance (*voir* LIOUVILLE, *Journal de Liouville*, t. XII_1); la même question est traitée par Schellbach (*Crelle*, t. 54, p. 380).

Dans ce Mémoire, Schellbach étudie aussi le mouvement d'un point sur un ellipsoïde avec une résistance de milieu ayant pour expression $\alpha v + \beta v^2$, où α est fonction de t et β de l'arc s de trajectoire.

20. Dans le système des coordonnées elliptiques planes, on suppose un mobile sollicité par une force dérivant de la fonction $\frac{U_1 - U_2}{q_1 - q_2}$, U_1 et U_2 dépendant respectivement de q_1 et q_2. Que devient le problème quand les deux foyers se rapprochent indéfiniment jusqu'à se confondre en O.

Réponse. — En faisant dans la formule du n° 280 (4°), $a = b + \varepsilon$, où ε est infiniment petit, on trouve $q_1 = a - \mu\varepsilon$, $q_2 = a - r^2$, $x^2 = \mu r^2$, $y^2 = (1 - \mu) r^2$, $U = \frac{\psi(\mu) - \varphi(r^2)}{r^4}$, r désignant le rayon vecteur issu du centre. U est donc la somme de deux parties dont l'une dépend de r seul et dont l'autre est homogène et de degré -2 par rapport aux coordonnées (LIOUVILLE, *Journal de Liouville*, t. XI_1).

21. Le système de coordonnées elliptiques et ses cas limites (coordonnées rectangulaires quand les deux foyers sont à l'infini, coordonnées paraboliques quand l'un des foyers est à l'infini, coordonnées polaires quand les deux foyers sont confondus) sont les seuls systèmes réels qui permettent de mettre le carré de l'élément linéaire du plan sous la forme de Liouville

$$ds^2 = [\varphi(\alpha) - \psi(\beta)][\varphi_1(\alpha) d\alpha^2 - \psi_1(\beta) d\beta^2].$$

(LIOUVILLE, *Journal de Liouville*, t. XI et XII, 1re série.) *Voyez* les Mémoires couronnés, *Comptes rendus*, séance publique, décembre 1892, p. 1122.

22. Connaissant une intégrale complète $W(x, y, z, \alpha, \beta, h)$ de l'équation aux dérivées partielles du n° 300, on peut toujours en déduire une intégrale W' de cette même équation qui s'annule sur une surface donnée $\varphi(x, y, z) = 0$. (Méthode de Lagrange pour déduire l'intégrale générale d'une intégrale complète.) Cette intégrale étant déterminée, les trajectoires normales à la surface donnée sont normales aux surfaces $W' =$ const., et l'action sur la portion d'une de ces trajectoires comprise entre deux de ces surfaces est la même pour toutes les trajectoires. (*Voir* DARBOUX, *Leçons sur la théorie générale des surfaces*, t. II, Chap. VI et VII.)

23. Dans un mouvement plan, la fonction de forces U est supposée de la forme

$$U = Ax^{\frac{1}{m}} + By^{\frac{1}{n}},$$

A et B étant des constantes quelconques, m et n des entiers. Démontrer que l'équation de Jacobi en W admet une intégrale complète algébrique en x et y.

En déduire qu'on peut obtenir une infinité de systèmes orthogonaux algébriques dont fera partie une courbe algébrique donnée. (DARBOUX, *Leçons sur la théorie générale des surfaces*, t. II, chap. VI, n° 549.)

24. *Théorème relatif à une solution quelconque* W *de l'équation aux dérivées partielles de Jacobi.*

Soit $W(x, y, z)$ une solution quelconque de l'équation aux dérivées partielles avec ou sans constantes; les courbes normales aux surfaces

$$W(x, y, z) = \text{const.}$$

sont les trajectoires obtenues en plaçant le mobile en un point arbitraire sur une de ces surfaces, $W = 0$ par exemple, et le lançant normalement à la surface avec une vitesse telle que la constante des forces vives ait la valeur déterminée h.

DEUXIÈME PARTIE.

DYNAMIQUE DES SYSTÈMES.

CHAPITRE XVII.

MOMENTS D'INERTIE.

313. Géométrie des masses. — La théorie des moments d'inertie, la théorie du centre de gravité et celle de l'attraction empruntent à la Mécanique la seule notion de masse. Plusieurs auteurs, notamment Carnot (*Géométrie de position*) et Chasles (*Aperçu historique,* p. 220), avaient proposé de rattacher ces théories à la Géométrie. M. Haton de la Goupillière a développé cette idée d'une manière systématique, en faisant de ces questions un chapitre spécial de la Mécanique, auquel il a donné le nom de *Géométrie des masses* (voir *Journal de l'École Polytechnique,* XXXVIIe cahier, et *Revue générale des Sciences pures et appliquées,* 4e année, p. 337; 1893).

Les théories qui constituent la Géométrie des masses ont toutes pour objet l'étude d'intégrales de la forme $\Sigma m f(x, y, z)$, étendues à un ensemble de points matériels de masses m et de coordonnées x, y, z. Par exemple, dans la théorie du centre de gravité, figurent les sommes obtenues en prenant pour $f(x, y, z)$ une fonction linéaire des coordonnées, sommes qui se ramènent à trois Σmx, Σmy, Σmz.

La théorie des moments d'inertie, créée par Huygens, se rapporte aux sommes obtenues en prenant pour $f(x, y, z)$ une fonction entière du second degré des coordonnées, sommes qui se ramènent à six Σmx^2, Σmy^2, Σmz^2, Σmyz, Σmzx, Σmxy.

I. — DÉFINITIONS ET EXEMPLES.

314. Définitions des moments d'inertie. — Quoique, dans les applications, on ne rencontre que les moments d'inertie par rapport à des axes, il est utile d'introduire les définitions suivantes. Étant donné un système de points matériels, on appelle :

1° *Moment d'inertie par rapport à un plan,* la somme des produits obtenus en multipliant la masse m de chaque point par le carré de sa distance δ au plan, $\Sigma m\delta^2$;

2° *Moment d'inertie par rapport à un axe,* la somme des produits obtenus en multipliant la masse m de chaque point par le carré de sa distance r à l'axe, Σmr^2; on désigne ordinairement ce moment par Mk^2, où M est la masse totale du système : k est alors appelé le *rayon de gyration* du système par rapport à l'axe considéré;

3° *Moment d'inertie par rapport à un point,* la somme des produits obtenus en multipliant la masse de chaque point par le carré de sa distance au point.

Par un point O faisons passer trois axes rectangulaires x, y, z. Les moments d'inertie par rapport aux trois plans coordonnés sont

$$\Sigma mx^2, \quad \Sigma my^2, \quad \Sigma mz^2;$$

les moments d'inertie par rapport aux axes,

$$\Sigma m(y^2+z^2), \quad \Sigma m(z^2+x^2), \quad \Sigma m(x^2+y^2);$$

enfin, le moment d'inertie par rapport au point O a pour valeur

$$\Sigma m(x^2+y^2+z^2).$$

Des expressions ci-dessus résultent les théorèmes suivants :

a. Le moment d'inertie par rapport à un axe est égal à la somme des moments d'inertie par rapport à deux plans rectangulaires passant par cet axe.

b. Le moment d'inertie par rapport à un point est la somme des moments d'inertie par rapport à trois plans rectangulaires passant par ce point, ou à la somme des moments d'inertie par rapport à un plan et une droite rectangulaires passant par ce point.

4° *Produits d'inertie.* — Les géomètres anglais appellent ainsi les sommes Σmyz, Σmzx, Σmxy, qui se ramènent immédiatement aux moments d'inertie. Menons en effet les plans bissecteurs P et P′ des dièdres formés par les plans zOx et zOy, plans qui ont pour équations $x+y=0$, $x-y=0$, puis appelons δ et δ' les distances du point de masse m et de coordonnées x, y, z à ces deux plans. Nous avons

$$\delta^2=\frac{1}{2}(x+y)^2, \qquad \delta'^2=\frac{1}{2}(x-y)^2,$$

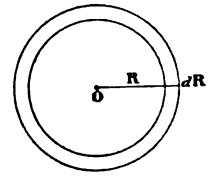
$$\Sigma mxy=\frac{1}{2}(\Sigma m\delta^2-\Sigma m\delta'^2),$$

relation dans laquelle les deux termes du second membre sont des moments d'inertie.

315. Systèmes continus. — Pour calculer les moments d'inertie d'un corps continu, d'une masse métallique, par exemple, on la suppose décomposée en éléments de volumes infiniment petits dv dont les coordonnées sont x, y, z et la masse $m=\rho dv$, ρ désignant la densité du volume élémentaire dv. Alors, une somme telle que Σmx^2 ou Σmyz devient une intégrale triple $\int\int\int \rho x^2 dv$ ou $\int\int\int \rho yz dv$ étendue au volume considéré.

316. Exemples. — 1° *Moments d'inertie d'une sphère homogène.* — Soit ρ la densité. Cherchons d'abord le moment d'inertie μ de la sphère par rapport à son centre; ce moment est une fonction du rayon R; son

Fig. 184.



accroissement $d\mu$, lorsque R prend un accroissement dR, est le moment d'inertie d'une couche sphérique de masse $4\pi R^2\rho dR$ par rapport à un point qui en est à la distance constante R (*fig.* 184) : c'est donc

$$d\mu=4\pi R^2\rho dR\times R^2.$$

d'où, en intégrant entre les limites o et R,

$$\mu = \frac{4}{5}\pi\rho R^5.$$

Le moment d'inertie par rapport à un plan diamétral est

$$\frac{1}{3}\mu = \frac{4}{15}\pi\rho R^5,$$

puisque le moment d'inertie par rapport à tous les plans diamétraux est le même, et que le moment d'inertie par rapport au centre est égal à la somme des moments d'inertie par rapport à trois plans diamétraux rectangulaires. De là résulte que le moment d'inertie par rapport à un diamètre, somme des moments d'inertie par rapport à deux plans diamétraux rectangulaires, a pour valeur

$$I = \frac{2}{3}\mu = \frac{8}{15}\pi\rho R^5 = M.\frac{2}{5}R^2;$$

M désignant la masse totale $\frac{4}{3}\pi\rho R^3$; le rayon de gyration autour d'un diamètre est donc

$$k = R\sqrt{\frac{2}{5}}.$$

2° *Moments d'inertie d'un ellipsoïde homogène.* — Soit

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} - 1 = 0$$

l'équation de l'ellipsoïde. Son moment d'inertie par rapport au plan des xy est, en appelant ρ la densité,

$$\Sigma m z^2 = \int\int\int \rho z^2\, dx\, dy\, dz,$$

l'intégrale triple étant étendue à tout le volume de l'ellipsoïde.

Si l'on fait le changement de variables

$$x = ax', \qquad y = by', \qquad z = cz',$$

on aura

$$\Sigma m z^2 = abc^3 \int\int\int \rho z'^2 dx' dy' dz';$$

la nouvelle intégrale triple étant étendue au volume de la sphère

$$x'^2 + y'^2 + z'^2 - 1 = 0$$

représente le moment d'inertie de cette sphère de rayon 1 par rapport à un plan diamétral, et a pour valeur $\frac{4}{15}\pi\rho$; on a donc

$$\Sigma m z^2 = \frac{4}{15}\pi\rho abc^3;$$

cette quantité peut s'écrire enfin

$$\Sigma m z^2 = \mathrm{M}\frac{c^2}{5},$$

M étant la masse $\frac{4}{3}\pi\rho abc$ de l'ellipsoïde.

On trouvera de même que les moments d'inertie de l'ellipsoïde sont :

Par rapport au plan des xz,

$$\mathrm{M}\frac{b^2}{5};$$

Par rapport au plan des yz,

$$\mathrm{M}\frac{a^2}{5},$$

et, par suite :

Par rapport aux axes $\mathrm{O}x$, $\mathrm{O}y$, $\mathrm{O}z$,

$$\mathrm{M}\frac{b^2+c^2}{5}, \quad \mathrm{M}\frac{c^2+a^2}{5}, \quad \mathrm{M}\frac{a^2+b^2}{5},$$

et, par rapport au centre,

$$\mathrm{M}\frac{a^2+b^2+c^2}{5}.$$

3° *Moment d'inertie par rapport à son axe d'un solide homogène de révolution limité par les plans de deux parallèles.* — Prenons d'abord le cas d'un cylindre de révolution. Comme dans le cas de la sphère, en donnant un accroissement $d\mathrm{R}$ au rayon, le moment d'inertie du cylindre par rapport à son axe prend un accroissement

$$d\mu = \mathrm{R}^2(2\pi \mathrm{R} h \rho d\mathrm{R}),$$

puisque tous les points de la couche cylindrique dont s'accroît le solide sont à la distance R de l'axe et que l'accroissement de masse est $2\pi \mathrm{R} h \rho d\mathrm{R}$.

En intégrant l'égalité ci-dessus, nous aurons

$$\mu = \frac{1}{2}\pi \mathrm{R}^4 h \rho,$$

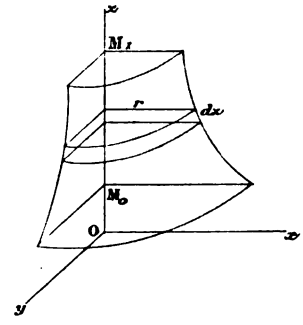
ce qu'on peut écrire

$$\mu = \pi \mathrm{R}^2 h \rho \frac{\mathrm{R}^2}{2} = \mathrm{M}\frac{\mathrm{R}^2}{2};$$

le rayon de gyration est donc $\frac{\mathrm{R}}{\sqrt{2}}$.

Soit, en général (*fig.* 185), $z = \varphi(x)$ l'équation de la méridienne de la surface de révolution dont l'axe est Oz. Décomposons le solide en cy-

Fig. 185.



lindres élémentaires par des plans perpendiculaires à l'axe; le moment d'inertie d'un de ces cylindres, de rayon r et de hauteur dz, sera, d'après ce qui précède,

$$\frac{1}{2}\pi r^4 \rho\, dz,$$

et, si z_0 et z_1 sont les hauteurs des parallèles extrêmes, le moment d'inertie du solide aura pour expression

$$Mk^2 = \frac{\pi\rho}{2}\int_{z_0}^{z_1} r^4\, dz,$$

r étant lié à z par la relation

$$z = \varphi(r);$$

on voit que, dans ce cas, le moment d'inertie se calcule par une intégrale simple.

II. — THÉORÈMES GÉNÉRAUX.

317. Variation du moment d'inertie d'un système par rapport à un axe se déplaçant parallèlement à lui-même. — Cette variation est donnée par le théorème suivant :

Le moment d'inertie d'un système par rapport à un axe est égal au moment d'inertie par rapport à un axe parallèle passant par le centre de gravité, augmenté du produit de la masse totale par le carré de la distance des deux axes.

Soit AB un axe quelconque donné; prenons pour axe des z l'axe parallèle Gz passant par le centre de gravité, et soient $x = a$,

$y = b$ les équations de l'axe donné AB. Le moment d'inertie par rapport à cet axe est

$$\Sigma m[(x-a)^2+(y-b)^2],$$

ce qu'on peut écrire

$$\Sigma m(x^2+y^2)+(a^2+b^2)\Sigma m-2a\Sigma mx-2b\Sigma my;$$

mais les sommes Σmx, Σmy sont nulles, puisque le centre de gravité se trouve sur l'axe des z; il reste alors pour expression du moment d'inertie par rapport à AB,

$$\Sigma m(x^2+y^2)+(a^2+b^2)\Sigma m,$$

ce qui démontre la proposition; car $\Sigma m(x^2+y^2)$ est le moment d'inertie par rapport à Gz et (a^2+b^2) le carré de la distance des deux axes.

Soit I le moment d'inertie par rapport à AB, I_G le moment par rapport à l'axe parallèle passant par G, d la distance de ces deux axes; on a $I = I_G + Md^2$. Soit de même I' le moment d'inertie par rapport à un axe parallèle à la même direction, mais situé à une distance d' du centre de gravité; on a $I' = I_G + Md'^2$, d'où, en retranchant

$$I - I' = M(d^2 - d'^2),$$

formule qui permet de calculer I', connaissant I et la position du centre de gravité.

Il résulte du théorème $I = I_G + Md^2$ que, de tous les axes parallèles à une direction donnée, celui pour lequel le moment d'inertie est *minimum* passe par le centre de gravité. Tous ceux pour lesquels ce moment a la même valeur engendrent un cylindre de révolution dont l'axe passe par le centre de gravité.

On démontre de même que :

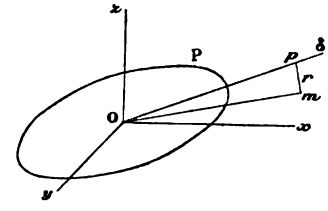
Le moment d'inertie d'un système par rapport à un plan est égal au moment d'inertie par rapport à un plan parallèle mené par le centre de gravité, augmenté du produit de la masse totale par le carré de la distance des deux plans;

Le moment d'inertie d'un système par rapport à un point O *est égal au moment d'inertie par rapport au centre de gra-*

vité G, *augmenté du produit de la masse totale par le carré de la distance des deux points* $\overline{OG}^2$.

318. Variation du moment d'inertie par rapport à des axes passant par un même point. Ellipsoïde d'inertie (Poinsot). — Étudions maintenant les variations du moment d'inertie pris par rapport aux diverses droites issues d'un point O (*fig.* 186). Prenons

Fig. 186.



ce point pour origine et soient α, β, γ les cosinus directeurs d'une droite $O\delta$. Le carré de la distance mp d'un point x, y, z à cette droite a pour valeur $\overline{Om}^2 - \overline{Op}^2$, c'est-à-dire

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2 - (\alpha x + \beta y + \gamma z)^2,$$

ce qui peut s'écrire

$$r^2 = (x^2 + y^2 + z^2)(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2) - (\alpha x + \beta y + \gamma z)^2,$$

ou, en développant,

$$\begin{aligned} r^2 = {} & \alpha^2(y^2 + z^2) + \beta^2(z^2 + x^2) \\ & + \gamma^2(x^2 + y^2) - 2\beta\gamma yz - 2\gamma\alpha zx - 2\alpha\beta xy, \end{aligned}$$

d'où résulte pour le moment d'inertie la valeur

$$\begin{aligned} \Sigma mr^2 = {} & \alpha^2 \Sigma m(y^2 + z^2) + \beta^2 \Sigma m(z^2 + x^2) \\ & + \gamma^2 \Sigma m(x^2 + y^2) - 2\beta\gamma \Sigma myz - 2\gamma\alpha \Sigma mzx - 2\alpha\beta \Sigma mxy. \end{aligned}$$

En désignant par A, B, C, D, E, F les sommes constantes qui entrent dans la formule ci-dessus, nous obtenons

$$(1) \qquad \Sigma mr^2 = A\alpha^2 + B\beta^2 + C\gamma^2 - 2D\beta\gamma - 2E\gamma\alpha - 2F\alpha\beta.$$

Les constantes A, B, C sont les moments d'inertie par rapport aux axes de coordonnées.

Pour interpréter géométriquement le résultat auquel nous venons d'arriver, portons de part et d'autre de O, sur chaque droite $O\delta$, une longueur OP, telle que $\frac{1}{OP} = \sqrt{\Sigma mr^2}$, et cherchons le lieu du point P(X, Y, Z). Nous avons tout d'abord

$$\alpha = \frac{X}{OP}, \qquad \beta = \frac{Y}{OP}, \qquad \gamma = \frac{Z}{OP} \qquad \text{avec } \frac{1}{OP^2} = \Sigma mr^2;$$

en portant ces valeurs dans l'équation (1), il nous vient

$$(2) \qquad 1 = AX^2 + BY^2 + CZ^2 - 2DYZ - 2EZX - 2FXY,$$

équation d'une surface du second ordre. Cette surface, qui a l'origine pour centre, est nécessairement un ellipsoïde; le rayon vecteur OP est, en effet, toujours réel et fini, puisqu'il a pour valeur $\frac{1}{\sqrt{\Sigma mr^2}}$ et que le moment d'inertie est toujours positif. Il n'y aurait exception que pour le cas où tous les points matériels du système seraient en ligne droite avec le point O : dans ce cas, le moment d'inertie par rapport à cette droite serait nul, et l'ellipsoïde se réduirait à un cylindre de révolution autour de cette droite.

L'ellipsoïde dont l'équation vient d'être établie a reçu le nom d'*ellipsoïde d'inertie;* ses plans et ses axes de symétrie se nomment *plans principaux* et *axes principaux d'inertie* relatifs au point considéré. L'ellipsoïde d'inertie relatif au centre de gravité est l'*ellipsoïde central d'inertie*. En général, il n'y a donc que trois axes principaux d'inertie relatifs à un point; si l'ellipsoïde d'inertie est de révolution, il y en a une infinité dans le plan de l'équateur; s'il est une sphère, tout axe passant par le point est principal pour ce point.

Une fois l'ellipsoïde d'inertie relatif au point O tracé, le moment d'inertie par rapport à un axe $O\delta$ est $\frac{1}{OP^2}$, P désignant le point où $O\delta$ perce l'ellipsoïde. De tous les axes menés par O, celui qui donne le plus petit moment d'inertie est donc le grand axe de l'ellipsoïde.

319. Conditions pour que l'axe Oz soit principal pour le point O. — Cherchons la condition pour que l'un des axes de coordonnées Oz, soit axe principal d'inertie par rapport au point O. Il faut pour cela que l'équation de l'ellipsoïde d'inertie ne contienne pas de terme du premier degré en z, c'est-à-dire que l'on ait

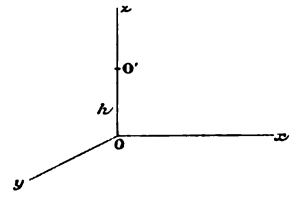
$$D = 0, \qquad E = 0,$$

ou bien

$$(3) \qquad \Sigma myz = 0, \qquad \Sigma mxz = 0.$$

L'axe des z étant axe principal d'inertie pour le point O ne le sera pas, en général, pour un autre point O′ de sa direction,

Fig. 186 *bis*.



situé à une hauteur $OO' = h$. Pour qu'il en fût ainsi, on devrait, d'après ce qui précède, joindre aux équations (3) les conditions nouvelles

$$(4) \qquad \Sigma my(z - h) = 0, \qquad \Sigma mx(z - h) = 0,$$

obtenues en portant l'origine en O′. En les combinant avec les premières, ces équations se réduisent à

$$\Sigma my = 0, \qquad \Sigma mx = 0,$$

équations qui expriment que Oz passe par le centre de gravité. Si cette condition géométrique est satisfaite, l'axe des z sera axe principal d'inertie pour un point quelconque de sa direction et en particulier pour le centre de gravité, car les conditions que nous venons de trouver sont alors satisfaites, quel que soit h; d'où ce théorème :

Théorème. — *Un axe principal d'inertie relatif au centre de gravité est axe principal d'inertie pour l'un quelconque*

de ses points. Inversement, *si un axe est principal pour deux de ses points, il l'est pour tous et passe par le centre de gravité*.

Il est évident que, si un solide *homogène* admet un *plan de symétrie*, ce plan est principal pour chacun de ses points, car, en prenant ce plan pour plan des xy, on a, quelle que soit l'origine,

$$\Sigma mxz = 0, \qquad \Sigma myz = 0,$$

z prenant des valeurs deux à deux égales et de signes contraires.

320. Remarque. — Un ellipsoïde quelconque ne peut pas toujours être considéré comme un ellipsoïde d'inertie. Si l'on rapporte, en effet, à ses axes un ellipsoïde d'inertie, son équation devient

$$AX^2 + BY^2 + CZ^2 = 1,$$

où A, B, C sont les moments d'inertie

$$A = \Sigma m(y^2 + z^2), \qquad B = \Sigma m(z^2 + x^2), \qquad C = \Sigma m(x^2 + y^2)$$

par rapport aux trois axes; et l'on voit immédiatement que l'un quelconque d'entre eux est plus petit que la somme des deux autres. Par exemple, lorsque l'ellipsoïde d'inertie est de révolution, il peut être aussi allongé qu'on le veut; mais, s'il est aplati, son aplatissement est moindre que $\frac{\sqrt{2}-1}{\sqrt{2}}$.

Si le solide est une plaque d'épaisseur infiniment petite, située dans le plan des xy, l'un des axes principaux est Oz par raison de symétrie : soient Ox et Oy les deux autres. Alors, z étant nul, on a $C = A + B$.

On verra, à titre d'exercice, que, pour que l'ellipsoïde d'inertie puisse en quelque point de l'espace se réduire à une sphère, il faut que l'ellipsoïde d'inertie relatif au centre de gravité soit un ellipsoïde de révolution aplati; il existe alors sur son axe deux points symétriques par rapport au centre de gravité, pour lesquels la condition est satisfaite.

321. Problème de Binet. — *Trouver l'enveloppe des plans par rapport auxquels le moment d'inertie du système a une valeur donnée* Mk^2.

Rapportons le système aux axes principaux d'inertie Gx, Gy, Gz de l'ellipsoïde central, c'est-à-dire de l'ellipsoïde d'inertie relatif au centre de gravité, et soient Ma^2, Mb^2, Mc^2 les moments d'inertie par rapport aux trois plans coordonnés.

Le moment d'inertie par rapport au plan

$$ux + vy + wz + 1 = 0$$

a pour valeur

$$\Sigma mr^2 = \Sigma \frac{m(ux + vy + wz + 1)^2}{u^2 + v^2 + w^2}.$$

En développant cette expression et remarquant que, d'après le choix des axes coordonnés, les six sommes Σmx, Σmy, Σmz, Σmyz, Σmzx, Σmxy sont nulles, on devra avoir la relation

$$Mk^2 = \frac{u^2.Ma^2 + v^2.Mb^2 + w^2.Mc^2 + M}{u^2 + v^2 + w^2},$$

qui devient sous forme entière

$$u^2(a^2 - k^2) + v^2(b^2 - k^2) + w^2(c^2 - k^2) + 1 = 0.$$

C'est l'équation tangentielle de la surface du second ordre

$$(1) \qquad \frac{x^2}{a^2 - k^2} + \frac{y^2}{b^2 - k^2} + \frac{z^2}{c^2 - k^2} + 1 = 0.$$

Lorsqu'on fait varier le paramètre k, les surfaces représentées par cette équation restent homofocales. Comme elles doivent être réelles, il faut que k^2 soit supérieur à la plus petite des quantités a^2, b^2, c^2, c^2 par exemple; il en résulte que le plan pour lequel le moment d'inertie est minimum est le plan des xy.

Par un point $O'(x', y', z')$ de l'espace, il passe trois de ces surfaces: les valeurs du paramètre k^2, relatives à ces trois surfaces, sont les racines α^2, β^2, γ^2 de l'équation du troisième degré

$$(2) \qquad \frac{x'^2}{a^2 - k^2} + \frac{y'^2}{b^2 - k^2} + \frac{z'^2}{c^2 - k^2} + 1 = 0.$$

Les trois surfaces homofocales qui passent par O' se coupent à angle droit ; on a alors le théorème suivant :

Les plans principaux d'inertie relatifs au point O' *sont les plans tangents aux trois surfaces homofocales* (1) *qui passent par ce point ; et les moments d'inertie par rapport à ces trois plans principaux sont* $M\alpha^2$, $M\beta^2$, $M\gamma^2$, α^2, β^2, γ^2 *étant les racines de l'équation* (2).

La démonstration résulte du rapprochement des deux faits suivants :

1° L'enveloppe des plans passant par O' par rapport auxquels le moment

d'inertie du système a une valeur donnée Mk^2, est le cône de sommet O' circonscrit à la surface (1). Cette enveloppe est un véritable cône tant que la surface (1) ne passe pas par O', c'est-à-dire tant que k^2 n'a pas une des valeurs α^2, β^2, γ^2. Mais, si k^2 a l'une de ces trois valeurs, la surface (1) passe par O' et le cône circonscrit de sommet O' devient un plan double confondu avec le plan tangent à cette surface en O'.

2° Cherchons directement l'enveloppe de ces mêmes plans en prenant O' pour origine et pour axes $O'x_1y_1z_1$ les trois axes principaux d'inertie relatifs à O'. Soient x_1, y_1, z_1 les coordonnées d'un point du système,

$$M\alpha_1^2 = \Sigma m x_1^2, \qquad M\beta_1^2 = \Sigma m y_1^2, \qquad M\gamma_1^2 = \Sigma m z_1^2$$

les moments d'inertie par rapport aux trois plans principaux relatifs à O'. Le moment d'inertie du système par rapport au plan $ux_1 + vy_1 + wz_1 = 0$ passant par O' est

$$Mk^2 = \Sigma m \frac{(ux_1 + vy_1 + wz_1)^2}{u^2 + v^2 + w^2} = \frac{M(\alpha_1^2 u^2 + \beta_1^2 v^2 + \gamma_1^2 w^2)}{u^2 + v^2 + w^2}.$$

Si k^2 doit rester constant, on a

$$u^2(\alpha_1^2 - k^2) + v^2(\beta_1^2 - k^2) + w^2(\gamma_1^2 - k^2) = 0;$$

le plan enveloppe alors un cône dont l'équation est

$$\frac{x_1^2}{\alpha_1^2 - k^2} + \frac{y_1^2}{\beta_1^2 - k^2} + \frac{z_1^2}{\gamma_1^2 - k^2} = 0.$$

C'est là un véritable cône tant que k^2 n'a pas une des valeurs α_1^2, β_1^2, γ_1^2 pour $k^2 = \alpha_1^2$ par exemple, le cône se réduit au plan double $x_1^2 = 0$, c'est-à-dire à l'un des plans principaux relatifs au point O'; de même pour $k^2 = \beta_1^2$, $k^2 = \gamma_1^2$, on a les deux autres plans principaux relatifs à O'.

Comme, dans la première façon de raisonner, nous avons trouvé que le même cône se réduit à des plans doubles seulement quand k^2 est égal à α^2, β^2 ou γ^2, il faut que α_1^2, β_1^2, γ_1^2 soient égaux à α^2, β^2, γ^2; comme nous avons trouvé, de même, que ces plans doubles coïncident avec les plans tangents aux trois surfaces homofocales passant par O', il faut que ces plans tangents coïncident avec les plans principaux d'inertie relatifs au point O', $x_1 = 0$, $y_1 = 0$, $z_1 = 0$.

Le théorème est donc démontré.

322. Lieu des points O' tels que le moment d'inertie par rapport à l'un des axes principaux relatifs à O' ait une valeur donnée Mp^2. — Supposons que le moment d'inertie par rapport à l'axe principal $O'z_1$ ait pour valeur Mp^2, on aura

$$M\alpha^2 + M\beta^2 = Mp^2.$$

Or α^2, β^2, γ^2 sont les racines de l'équation (2); écrivant cette équation sous forme entière, on a pour la somme des racines

$$\alpha^2+\beta^2+\gamma^2=x'^2+y'^2+z'^2+a^2+b^2+c^2,$$

d'où, en faisant

$$x'^2+y'^2+z'^2=r'^2, \qquad \alpha^2+\beta^2=p^2,$$
$$\gamma^2=r'^2+a^2+b^2+c^2-p^2.$$

En exprimant que γ^2 est racine de l'équation (2), on a l'équation du lieu

$$\frac{x'^2}{b^2+c^2-p^2+r'^2}+\frac{y'^2}{c^2+a^2-p^2+r'^2}+\frac{z'^2}{a^2+b^2-p^2+r'^2}-1=0;$$

c'est une surface du quatrième degré coupée, suivant des coniques, par les plans coordonnés, identique à la surface des ondes de Fresnel.

(Voyez CLEBSCH, *Journal de Crelle*, t. 57; O. HESSE, *Vorlesungen über analytische Geometrie des Raumes;* DARBOUX, *Note à la Mécanique de Despeyrous*).

323. Détermination expérimentale des moments d'inertie. — Nous verrons plus loin comment la théorie du pendule composé permet de déterminer expérimentalement un moment d'inertie. Bornons-nous à indiquer que MM. Brassine (*Comptes rendus*, t. XCV, p. 446), Marcel Deprez (*ibid.*, t. LXXIII, p. 785), Joukowski (*Bulletin de l'Association française pour l'avancement des Sciences*, 1889, p. 23) ont indiqué divers appareils pour cette détermination.

Les intégrateurs mécaniques permettent également d'évaluer les moments d'inertie, comme on le verra dans le *Traité de Statique graphique* de M. Maurice Lévy.

EXERCICES.

1. Calculer les moments d'inertie d'un parallélépipède rectangle homogène, de dimensions a, b, c, par rapport aux parallèles aux arêtes menées par le centre.

Réponse. — On trouve

$$M\frac{b^2+c^2}{12},\quad M\frac{c^2+a^2}{12},\quad M\frac{a^2+b^2}{12}.$$

2. On considère le volume compris entre deux cylindres de révolution de même axe de rayons R et R' et de hauteur commune h. Calculer les moments d'inertie de ce volume supposé homogène par rapport à l'axe de révolution et par rapport à une droite perpendiculaire à l'axe et équidistante des bases.

Réponse. — M désignant la masse du solide, on trouve

$$M\frac{R^2+R'^2}{2},\quad M\frac{R^2+R'^2+\frac{h^2}{3}}{4}.$$

3. Pour représenter la variation du moment d'inertie par rapport à des axes parallèles AB, on peut porter, sur chaque axe, à partir du point A où il rencontre un plan fixe perpendiculaire à la direction des axes, une longueur AI égale au moment d'inertie correspondant. Lieu du point I. (Paraboloïde de révolution.)

4. Si un solide admet un plan de symétrie matérielle, ce plan est principal pour chacun de ses points.

Si un solide admet un axe de symétrie matérielle, cet axe est principal pour chacun de ses points.

(La symétrie est matérielle quand chaque élément a même masse que son symétrique.)

5. Dans un tétraèdre régulier homogène, l'ellipsoïde central d'inertie est une sphère. (Cela résulte de la disposition des plans de symétrie.)

6. Conditions pour que l'axe Oz soit principal pour l'un de ses points.

Réponse. $$\frac{\Sigma mxz}{\Sigma mx} = \frac{\Sigma myz}{\Sigma my}.$$

(La valeur commune de ces rapports donne l'ordonnée z du point.)

6 *bis*. Les axes principaux d'inertie en un point d'un axe principal relatif au centre de gravité sont parallèles aux axes principaux relatifs au centre de gravité. (Réciproque.)

7. Étant donné un cylindre droit homogène, dont la hauteur est h, la section droite Ω et les génératrices parallèles à l'axe Oz, soient I_x, I_y, I_z les moments d'inertie par rapport aux axes Ox, Oy, Oz; démontrer les formules

$$I_z = h\iint (x^2+y^2)\,dx\,dy,$$

$$I_x = h\iint y^2\,dx\,dy + \frac{h^3}{3}\Omega, \qquad I_y = h\iint x^2\,dx\,dy + \frac{h^3}{3}\Omega,$$

$$I_x + I_y = I_z + \frac{2h^3}{3}\Omega.$$

Les intégrations sont étendues à une section droite. (Resal, *Cours de l'École Polytechnique*.)

8. Étant donnée une aire plane, qui est située dans le plan des xy et que l'on regarde comme un ensemble d'éléments matériels dont le z est nul, démontrer :

1° Que tout axe situé dans le plan de l'aire est principal pour un de ses points et calculer les coordonnées de ce point;

2° Que le moment d'inertie par rapport à Oz est égal à la somme des moments d'inertie par rapport à Ox et Oy.

9. *Moments d'inertie des surfaces de révolution par rapport à l'axe.* — Si l'équation $y = f(x)$ représente la courbe méridienne, tracée dans le plan des xy et rapportée à l'axe de révolution comme axe des x, le moment d'inertie de la

surface engendrée, par rapport à cet axe, sera donné par la formule

$$I = 2\pi\rho\varepsilon \int y^2 ds,$$

où ε représente l'épaisseur de la surface matérielle supposée infiniment mince et où ρ est la densité constante de la couche.

Surface latérale du tronc de cône. — Si r et r' sont les rayons des deux bases du tronc, on a

$$I = M\frac{r^2 - r'^2}{2}.$$

Calotte sphérique de rayon R et de hauteur H

$$I = MH\left(R - \frac{H}{3}\right).$$

10. *Moments d'inertie des solides de révolution par rapport à l'axe.* — *Tronc de cône.* — Soient r et r' les rayons des deux bases du tronc, on a

$$= \frac{3}{10} M \frac{r^5 - r'^5}{r^3 - r'^3}.$$

Segment sphérique à deux bases. — Soient r et r' les rayons des deux bases du segment, H sa hauteur et R le rayon de la sphère, à laquelle il appartient, on trouve

$$I = \frac{1}{120}\pi\rho H[20R^2H^2 + 15(r^2 + r'^2)^2 - 3H^4]$$

(DOSTOR, *Archiv de Grünert.*)

11. On considère un point fixe O et un axe variable Oδ passant par ce point. On mène un plan P perpendiculaire à Oδ, à une distance de O égale au rayon de gyration d'un système matériel autour de Oδ. Enveloppe du plan P?

(Cette enveloppe est un ellipsoïde, CLEBSCH, *Crelle*, t. 57.)

12. Soient

$$f(z) = (z - z_1)(z - z_2)\ldots(z - z_p) = 0$$

une équation de degré p par rapport à une variable imaginaire; $z, z_1, z_2, \ldots, z_p$, ses racines. Représentons ces racines, suivant la méthode de Cauchy, par des points sur un plan; regardons ensuite ces points comme des points matériels ayant l'unité de masse; enfin convenons d'appeler *points centraux d'ordres successifs* 1, 2, 3,... les racines des dérivées successives $f'(z)$, $f''(z)$, $f'''(z)$,.... On a alors les théorèmes suivants :

Le point central d'ordre $(p-1)$ est le centre de gravité du système donné:

La droite qui joint les deux points centraux d'ordre $(p-2)$ est dirigée suivant le grand axe de l'ellipsoïde central d'inertie du système.

Si l'on appelle A et B les rayons de gyration autour des deux axes principaux d'inertie relatifs au centre de gravité et situés dans le plan du système, la différence $A^2 - B^2$ est égale à $(p-1)$ fois le carré de la demi-distance des points centraux d'ordre $(p-2)$.

Pour que $A = B$, il faut et il suffit que ces deux derniers points coïncident.

(LUCAS, *Bulletin de la Société mathématique*, t. XX, p. 10 et 17.)

13. Quelle forme faut-il donner à une masse homogène donnée M pour que son moment d'inertie par rapport à un point donné O soit *minimum?*

Réponse. — La forme d'une sphère de centre O.

14. Étant donné un système de points, étudier le complexe formé par les axes par rapport auxquels le moment d'inertie a une valeur donnée Mq^2.

Réponse. — En prenant les notations du n° 320, on trouve un complexe du second ordre formé par les droites par lesquelles on peut mener à la surface

$$\frac{x^2}{a^2-\frac{q^2}{2}}+\frac{y^2}{b^2-\frac{q^2}{2}}+\frac{z^2}{c^2-\frac{q^2}{2}}+1=0$$

des plans tangents rectangulaires.

15. Étudier de même le complexe formé par l'ensemble des axes principaux relatifs aux différents points de l'espace.

(Complexe formé par les normales à une famille de surfaces du second degré homofocales.)

16. Les droites du complexe précédent, qui passent par un point O', forment un cône; trouver le lieu des points pour lesquels les génératrices de ce cône sont des axes principaux.

(Lieu des pieds des normales menées de O' aux surfaces homofocales.)

17. Trouver le lieu des points pour lesquels les ellipsoïdes d'inertie sont de révolution.

(Il faut que l'équation (2) de la page 64 ait deux racines égales; on trouve une ellipse et une hyperbole situées dans deux des plans principaux relatifs au centre de gravité.)

CHAPITRE XVIII.

THÉORÈMES GÉNÉRAUX SUR LE MOUVEMENT DES SYSTÈMES.

324. Indication de la méthode. — On regarde un système matériel quelconque, formé de corps solides, liquides, gazeux, comme composé d'un très grand nombre de points matériels assujettis à certaines liaisons. Un corps solide, par exemple, est un ensemble de points assujettis à rester à des distances invariables les uns des autres.

Les théorèmes généraux s'obtiennent en supposant qu'on ait écrit les équations du mouvement de ces différents points matériels et qu'on en fasse des combinaisons.

I. — THÉORÈME DE LA PROJECTION DES QUANTITÉS DE MOUVEMENT OU DU MOUVEMENT DU CENTRE DE GRAVITÉ.

325. Forces intérieures et extérieures. — On appelle *forces intérieures* à un système les actions mutuelles des différents points du système; ces actions sont deux à deux égales et directement opposées, d'après le principe de l'égalité de l'action et de la réaction. Par exemple, si un point m du système en attire un autre m' avec une certaine force, inversement m' attire m avec une force égale et opposée.

Les forces autres que les forces intérieures que nous venons de définir s'appellent *forces extérieures*.

Soient $x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2, \ldots, x_n, y_n, z_n$ les coordonnées des divers points du système dont les masses sont $m_1, m_2, \ldots, m_n$. Si nous considérons l'un quelconque de ces points de masse m et de coordonnées x, y, z, nous pouvons partager les forces appliquées à ce point en deux catégories : 1° celle qui comprend les forces intérieures agissant sur m; nous appellerons X_i, Y_i, Z_i les

projections d'une de ces forces; 2° celle qui comprend les forces extérieures agissant sur ce même point; nous appellerons X_e, Y_e, Z_e les projections d'une de ces forces. Les équations du mouvement du point m sont alors

$$(1)\qquad \begin{cases} m\dfrac{d^2x}{dt^2} = \Sigma X_i + \Sigma X_e, \\ m\dfrac{d^2y}{dt^2} = \Sigma Y_i + \Sigma Y_e, \\ m\dfrac{d^2z}{dt^2} = \Sigma Z_i + \Sigma Z_e, \end{cases}$$

où les signes Σ signifient qu'il faut faire la somme des projections de toutes les forces intérieures ou extérieures appliquées à m.

326. Démonstration du théorème. — Supposons écrites ces équations pour tous les points du système, et ajoutons membre à membre les équations relatives à l'axe des x, il viendra

$$\Sigma m\frac{d^2x}{dt^2} = \Sigma\Sigma X_i + \Sigma\Sigma X_e,$$

le signe $\Sigma\Sigma$ indiquant que la somme est étendue à *toutes* les forces agissant sur les divers points du système. Or, en vertu du principe de l'égalité de l'action et de la réaction, les forces intérieures sont deux à deux égales et opposées; la somme $\Sigma\Sigma X_i$ de leurs projections sur l'axe des x est donc nulle, et l'équation précédente se réduit à

$$\Sigma m\frac{d^2x}{dt^2} = \Sigma\Sigma X_e;$$

on aurait de même

$$\Sigma m\frac{d^2y}{dt^2} = \Sigma\Sigma Y_e,$$

$$\Sigma m\frac{d^2z}{dt^2} = \Sigma\Sigma Z_e.$$

Ces équations peuvent s'écrire

$$(2)\qquad \begin{cases} \dfrac{d}{dt}\Sigma\left(m\dfrac{dx}{dt}\right) = \Sigma\Sigma X_e, \\ \dfrac{d}{dt}\Sigma\left(m\dfrac{dy}{dt}\right) = \Sigma\Sigma Y_e, \\ \dfrac{d}{dt}\Sigma\left(m\dfrac{dz}{dt}\right) = \Sigma\Sigma Z_e; \end{cases}$$

elles donnent l'expression analytique du *théorème des quantités de mouvement projetées.*

THÉORÈME. — *La dérivée par rapport au temps de la somme des projections des quantités de mouvement des points du système sur un axe fixe quelconque est égale à la somme des projections des forces* EXTÉRIEURES *sur cet axe.*

Par exemple, si $\Sigma\Sigma X_e = 0$, on a

$$\Sigma m \frac{dx}{dt} = \text{const.}$$

Ces mêmes équations (2) sont susceptibles d'une autre interprétation : en désignant par M la masse totale Σm et par ξ, η, ζ les coordonnées du centre de gravité du système, on a

$$M\xi = \Sigma mx, \qquad M\eta = \Sigma my, \qquad M\zeta = \Sigma mz,$$
$$M\frac{d^2\xi}{dt^2} = \Sigma m\frac{d^2x}{dt^2}, \qquad M\frac{d^2\eta}{dt^2} = \Sigma m\frac{d^2y}{dt^2}, \qquad M\frac{d^2\zeta}{dt^2} = \Sigma m\frac{d^2z}{dt^2};$$

les équations (2) peuvent donc s'écrire

$$(3) \qquad M\frac{d^2\xi}{dt^2} = \Sigma\Sigma X_e, \qquad M\frac{d^2\eta}{dt^2} = \Sigma\Sigma Y_e, \qquad M\frac{d^2\zeta}{dt^2} = \Sigma\Sigma Z_e;$$

sous cette forme elles expriment la propriété suivante :

THÉORÈME. — *Le centre de gravité du système se meut comme un point matériel qui aurait pour masse la masse totale du système, et auquel seraient appliquées des forces égales et parallèles aux forces extérieures.*

Ce théorème, dont nous avons déjà fait usage, a, entre autres, cet intérêt qu'il donne une réalité à la théorie du mouvement d'un point matériel. Il a reçu le nom de *théorème du mouvement du centre de gravité.* Ce théorème a été indiqué par Newton dans des cas particuliers.

327. Exemples. — 1° *Pas de forces extérieures.* L'hypothèse la plus simple qu'on puisse faire est que le système n'est soumis à aucune force extérieure ; le centre de gravité est alors animé d'un mouvement rectiligne et uniforme. Si l'on admet, par

exemple, que les actions des étoiles sur le système solaire sont nulles, le centre de gravité de ce système, qui est placé très près du Soleil, est animé d'un mouvement rectiligne uniforme.

2° *Système pesant dans le vide.* — Prenons maintenant un système de points pesants lancés dans le vide; quelles que soient les déformations et les liaisons du système, le centre de gravité décrit une parabole d'axe vertical; en effet, les diverses forces extérieures sont verticales; transportées au centre de gravité, elles ont pour résultante $\Sigma mg = Mg$; le centre de gravité se déplace donc comme un point pesant de masse M. Par exemple, si une bombe est lancée dans le vide et éclate à un certain instant, le centre de gravité des fragments continue à décrire la même parabole, car les forces développées par l'explosion sont intérieures.

3° *Attraction proportionnelle à la distance.* — Soit encore un système de points matériels attirés par un centre fixe O proportionnellement aux masses et aux distances r. Les forces extérieures sont les attractions centrales fmr; transportons ces forces au centre de gravité G : nous avons vu en Statique que la résultante de ces forces est dirigée suivant GO et a pour valeur $f.M.GO$; le centre de gravité se déplace donc comme un point matériel attiré par O proportionnellement à la distance; il décrit une ellipse ayant O pour centre.

Remarque. — Dans les deux derniers exemples, nous avons pu trouver le mouvement du centre de gravité, sans rien connaître des liaisons et des forces intérieures : cela tient à ce que, dans ces cas, les seconds membres des équations (3) ne dépendent que de ξ, η, ζ. On peut alors effectuer l'intégration de ces équations sans connaître les autres équations du mouvement. En général, il n'en sera pas ainsi; les seconds membres des équations (3) dépendront des coordonnées de tous les points du système et ces équations ne donneront qu'un renseignement sur le mouvement. Ce cas se présente, par exemple, dans le problème du mouvement de deux points s'attirant l'un l'autre, et attirés par un centre fixe suivant la loi de Newton; la résultante des forces extérieures au système des deux points transportées au centre de gravité dépend des coordonnées des points et ne dépend pas seulement des coordonnées du centre de gravité.

4° *Marche* (DELAUNAY, *Mécanique*). — Le théorème du mouvement du centre de gravité s'étend aux êtres vivants. La volonté met en jeu des actions musculaires qui sont des forces intérieures, deux à deux égales et opposées, et qui n'ont aucune influence sur le mouvement du centre de gravité. Aussi n'est-ce qu'en réagissant sur des corps extérieurs qu'un être vivant peut modifier le mouvement de son centre de gravité. Imaginons, par exemple, un observateur debout sur un plan de glace horizontal parfaitement poli : les forces extérieures agissant sur le corps de l'observateur sont des forces toutes verticales, le poids et les réactions normales de la glace. Si l'observateur est d'abord immobile et veut ensuite se mouvoir, son centre de gravité se meut comme un point matériel d'abord immobile, sur lequel agit une force verticale : il décrit une verticale fixe; les efforts musculaires ne modifient donc pas la position de la projection horizontale du centre de gravité, qui ne fait que s'élever ou s'abaisser. La marche serait alors impossible; elle ne devient possible qu'à cause du frottement. Lorsque, sur un sol non poli, un homme, d'abord immobile, avance une jambe, l'autre tend à reculer pour que la projection horizontale du centre de gravité ne change pas; mais la seconde jambe ne peut reculer qu'en glissant sur le sol; c'est alors que se développe une réaction oblique du sol due au frottement et dirigée d'arrière en avant. Cette réaction, transportée parallèlement à elle-même au centre de gravité, détermine son mouvement en avant.

5° *Recul des armes à feu.* — Supposons une arme à feu horizontale de masse M : soit m la masse du projectile et μ la masse d'une particule de poudre; avant la combustion de la poudre, la vitesse du centre de gravité est nulle; immédiatement après, elle doit l'être encore, car les seules forces développées sont intérieures, les effets de la pesanteur et des résistances passives pouvant être regardés comme nuls pendant le temps très court de la combustion. On aura donc, en appelant V, v et w les valeurs absolues des vitesses initiales de l'arme, du projectile et de la particule μ,

$$MV - \Sigma \mu w - mv = 0,$$

car les vitesses des particules et du projectile sont évidemment de sens contraire à celles de l'arme. Le signe Σ indique une sommation étendue à toutes les particules de la charge; comme on ne connaît pas w et que la masse $m' = \Sigma\mu$ de la charge n'atteint pas le quart de m, on peut prendre approximativement w égal à la moyenne algébrique $\frac{v - V}{2}$: on a ainsi l'équation

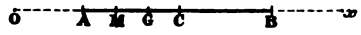
$$V(2M + m') = v(2m + m'),$$

qui donne le rapport des vitesses V et v.

6° *Exercice.* — Sur un plan horizontal parfaitement poli est placé un brin de paille rectiligne AB de longueur $2l$ et de masse m (*fig.* 187); un insecte M de même masse, regardé comme un point, est d'abord immobile

en A; à l'instant $t = 0$, il se met à marcher de A vers B, en avançant le long de AB d'un mouvement uniformément accéléré ($AM = at^2$); quel est le mouvement du système?

Fig. 187.



Les seules forces extérieures étant les poids et les réactions normales du plan horizontal, la projection horizontale du centre de gravité reste fixe. De plus, il est évident, par raison de symétrie, que le brin de paille AB ne peut que glisser le long de sa direction primitive. Prenons cette direction pour axe Ox, appelons x et x' les coordonnées du milieu C de AB et du point M, x_0, x'_0 les valeurs de ces coordonnées au temps $t = 0$. Nous aurons

$$x + x' = x_0 + x'_0.$$

Comme

$$x' = x - l + at^2, \qquad x'_0 = x_0 - l,$$

on a donc

$$x = x_0 - \frac{at^2}{2}, \qquad x' = x'_0 + \frac{at^2}{2}.$$

La réaction du brin de paille sur l'insecte s'obtient immédiatement; en appelant X cette réaction et écrivant l'équation du mouvement de M, on a

$$m\frac{d^2x'}{dt^2} = X, \qquad X = ma.$$

II. — THÉORÈME DES MOMENTS DES QUANTITÉS DE MOUVEMENT.

328. Démonstration. — Revenons aux équations (1); multiplions la première par $-y$, la deuxième par x, et ajoutons, nous aurons

$$m\left(x\frac{d^2y}{dt^2} - y\frac{d^2x}{dt^2}\right) = \Sigma(xY_i - yX_i) + \Sigma(xY_e - yX_e),$$

équation qu'on peut écrire

$$\frac{d}{dt}\left[m\left(x\frac{dy}{dt} - y\frac{dx}{dt}\right)\right] = \Sigma(xY_i - yX_i) + \Sigma(xY_e - yX_e);$$

supposons écrites les équations analogues pour tous les points du

système et ajoutons-les membre à membre, il nous viendra

$$\frac{d}{dt}\sum m\left(x\frac{dy}{dt}-y\frac{dx}{dt}\right)=\Sigma\Sigma(x\mathrm{Y}_i-y\mathrm{X}_i)+\Sigma\Sigma(x\mathrm{Y}_e-y\mathrm{X}_e);$$

mais $\Sigma\Sigma(x\mathrm{Y}_i-y\mathrm{X}_i)$ représente la somme des moments de toutes les forces intérieures par rapport à Oz; cette expression est donc nulle, puisque ces forces sont deux à deux égales et directement opposées. Nous arrivons ainsi à l'équation

$$\frac{d}{dt}\sum m\left(x\frac{dy}{dt}-y\frac{dx}{dt}\right)=\Sigma\Sigma(x\mathrm{Y}_e-y\mathrm{X}_e),$$

et nous pouvons énoncer le théorème suivant :

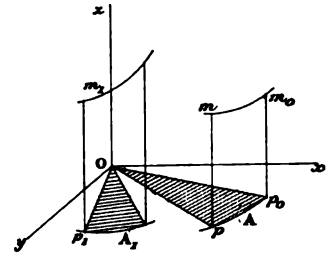
THÉORÈME. — *La dérivée par rapport au temps de la somme des moments des quantités de mouvement des points du système par rapport à un axe fixe quelconque est égale à la somme des moments des forces* extérieures *par rapport à cet axe.*

329. Théorème des aires. — Supposons que la somme des moments des forces extérieures par rapport à un axe soit constamment nulle; en prenant cet axe pour axe des z, le théorème précédent devient

$$\sum m\left(x\frac{dy}{dt}-y\frac{dx}{dt}\right)=\mathrm{C}. \tag{4}$$

La somme des moments des quantités de mouvement par rapport à cet axe est alors constante.

Fig. 188.



On dit aussi que le théorème des aires s'applique à la projection du mouvement sur un plan perpendiculaire à cet axe. Projetons

les points mobiles m_1, m_2, ..., m, ... sur le plan xOy perpendiculaire à l'axe, en $p_1, p_2, \ldots, p, \ldots$, et désignons par A_1, A_2, ..., A, ... les aires balayées par les rayons vecteurs Op_1, Op_2, ..., Op, ..., nous aurons

$$2dA = x\,dy - y\,dx$$

et, par conséquent,

$$\sum m\left(x\frac{dy}{dt} - y\frac{dx}{dt}\right) = 2\sum m\frac{dA}{dt}.$$

L'équation (4) s'écrit donc

$$2\sum m\frac{dA}{dt} = C$$

ou, en intégrant

$$\sum mA = \frac{C}{2}t + C'.$$

Donc la somme des produits obtenus en multipliant les aires balayées par les masses correspondantes varie proportionnellement au temps. La constante des aires, C, est le double de la variation de ΣmA pendant l'unité de temps.

Si, en particulier, le système n'est soumis à aucune force extérieure, le principe des aires s'applique à la projection du mouvement sur un plan quelconque autour d'un quelconque des points de ce plan : c'est ce qui se présente pour le système solaire, si l'on néglige les actions des étoiles.

Le principe des aires, quoiqu'il fût une conséquence immédiate des principes de Newton, a été énoncé bien après lui par Euler, d'Arcy et Daniel Bernoulli (1746).

Si l'on applique le théorème précédent à un observateur debout sur un plan de glace horizontal, on voit que le principe des aires a lieu autour de tous les points de ce plan; en effet, les forces extérieures agissant sur l'observateur étant toutes verticales, la somme de leurs moments est nulle par rapport à un axe vertical Oz quelconque : l'équation (4) a donc lieu quel que soit le point O dans le plan horizontal. Si l'observateur est d'abord immobile, les quantités $\frac{dx}{dt}$, $\frac{dy}{dt}$ sont d'abord nulles : alors $C = 0$. Lorsque ensuite l'observateur veut se mouvoir, C reste nul : une partie de son

corps ne peut tourner dans un sens sans qu'une autre partie tourne en sens inverse (Delaunay).

330. Représentation géométrique des deux théorèmes. — Les deux théorèmes que nous venons de démontrer sont susceptibles d'une représentation géométrique très simple.

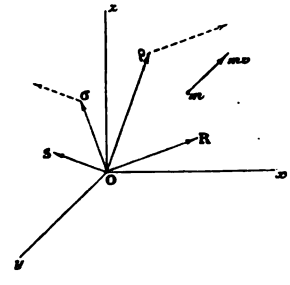
Menons par chacun des points m du système le vecteur qui représente la quantité de mouvements mv de ce point. Tous ces vecteurs mv ont une résultante générale $O\rho$ ayant pour projections

$$(\rho) \qquad \alpha = \sum m \frac{dx}{dt}, \qquad \beta = \sum m \frac{dy}{dt}, \qquad \gamma = \sum m \frac{dz}{dt},$$

et un moment résultant $O\sigma$ par rapport à l'origine O, ayant pour projections (*fig.* 189)

$$\sigma \begin{cases} \lambda = \sum m \left(y \dfrac{dz}{dt} - z \dfrac{dy}{dt} \right), \\ \mu = \sum m \left(z \dfrac{dx}{dt} - x \dfrac{dz}{dt} \right), \\ \nu = \sum m \left(x \dfrac{dy}{dt} - y \dfrac{dx}{dt} \right). \end{cases}$$

Fig. 189.



Prenons maintenant les forces extérieures : leur résultante générale OR a pour projections

$$(R) \qquad X = \Sigma\Sigma X_e, \qquad Y = \Sigma\Sigma Y_e \qquad Z = \Sigma\Sigma Z_e,$$

et leur moment résultant OS par rapport à O a pour projections

$$(S) \quad L = \Sigma\Sigma(yZ_e - zY_e), \quad M = \Sigma\Sigma(zX_e - xZ_e), \quad N = \Sigma\Sigma(xY_e - yX_e).$$

Le théorème des quantités de mouvement projetées donne alors

$$\frac{d\alpha}{dt} = X, \qquad \frac{d\beta}{dt} = Y, \qquad \frac{d\gamma}{dt} = Z,$$

et le théorème des moments des quantités de mouvements

$$\frac{d\lambda}{dt} = L, \qquad \frac{d\mu}{dt} = M, \qquad \frac{d\nu}{dt} = N.$$

Ces six équations expriment que les vitesses des points géométriques ρ, σ sont respectivement égales et parallèles aux segments OR et OS.

331. Cas particulier où le moment résultant des forces extérieures est nul par rapport au point O. Plan du maximum des aires. — Dans ce cas, les quantités L, M, N sont nulles, le segment OS est nul. Le point σ est fixe et les quantités λ, μ, ν sont constantes, quelle que soit l'orientation des axes fixes autour du point O. Le principe des aires s'applique alors à la projection du mouvement sur un plan quelconque P passant par O. Pour voir quelle est la constante des aires sur ce plan, prenons-le pour plan des xy : nous aurons

$$\sum m\left(x\frac{dy}{dt} - y\frac{dx}{dt}\right) = \nu = \text{const.}$$

La constante ν est la projection du segment fixe $O\sigma$ sur l'axe des z, c'est-à-dire sur la normale au plan P. Ainsi la constante des aires sur un plan passant par O est la projection de $O\sigma$ sur la normale au plan. De là résulte que, parmi tous les plans passant par O, celui pour lequel la constante des aires est la plus grande est le plan perpendiculaire à $O\sigma$; on l'appelle *plan du maximum des aires*. La constante des aires est d'ailleurs nulle pour tout plan passant par $O\sigma$.

332. Somme des moments des quantités de mouvements des points d'un corps solide tournant autour d'un axe par rapport à cet axe. — Considérons un corps solide tournant autour de l'axe Oz avec une vitesse angulaire ω. Soient r et θ les coordonnées po-

laires de la projection d'un point m (x, y, z) du corps sur le plan des xy, on a

$$m\left(x\frac{dy}{dt} - y\frac{dx}{dt}\right) = mr^2\frac{d\theta}{dt} = mr^2\omega.$$

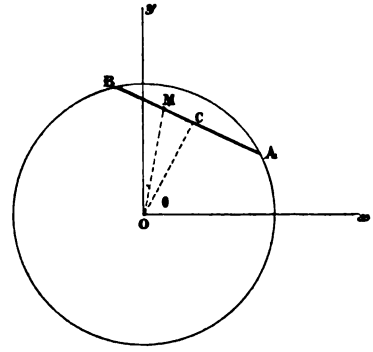
Donc, en appelant Mk^2 le moment d'inertie du corps par rapport à l'axe de rotation, on a, pour la somme des moments des quantités de mouvement de tous les points du corps par rapport à l'axe

$$\Sigma mr^2\omega = Mk^2\omega,$$

c'est-à-dire le *moment d'inertie multiplié par la vitesse angulaire.*

333. **Application.** — Les extrémités d'une droite matérielle homogène AB de masse m et de longueur $2a$ peuvent glisser sans frottement sur une circonférence horizontale de rayon R. Un insecte de même masse m se

Fig. 190.



trouve posé au milieu de la droite supposée immobile. A l'instant $t = 0$, l'insecte se met à marcher le long de la droite AB, de C vers B, en parcourant des longueurs égales de cette droite en des temps égaux. Trouver le mouvement du système; calculer l'angle dont la droite a tourné à partir de sa position initiale quand l'insecte est arrivé à l'extrémité B.

On appellera θ l'angle que fait avec un axe fixe le rayon vecteur joignant le centre O au milieu C de la droite, r la distance CM de l'insecte M au point C, $r = vt$ (v constante). (Licence, juillet 1891.)

Les forces extérieures agissant sur le système formé par la droite et l'insecte sont : 1° la pesanteur; 2° les réactions normales de la circonférence sur les extrémités A et B de la barre. Toutes ces forces ont leurs

moments nuls par rapport à la verticale Oz du point O, car les poids sont parallèles à Oz et les réactions normales sont dans les plans normaux à la circonférence aux points A et B plans qui contiennent Oz. La somme des moments des quantités de mouvement par rapport à Oz est donc constante et, comme elle est d'abord nulle, puisque l'insecte et la barre partent du repos, elle reste constamment nulle. Calculons cette somme; elle se compose :

1° De la somme des moments des quantités de mouvement des différents points de la droite par rapport à Oz : comme la droite est un corps solide tournant autour de Oz avec une vitesse angulaire $\frac{d\theta}{dt}$, cette somme est $mk^2\frac{d\theta}{dt}$, mk^2 désignant le moment d'inertie de la barre par rapport à Oz;

2° Du moment de la quantité de mouvement de l'insecte M; comme les coordonnées polaires de M sont ρ et $\alpha = \widehat{xOM}$, ce moment est $m\rho^2\frac{d\alpha}{dt}$.

On a donc

$$k^2\frac{d\theta}{dt} + \rho^2\frac{d\alpha}{dt} = 0.$$

Or le triangle rectangle COM donne immédiatement

$$\rho = \sqrt{R^2 - a^2 + v^2t^2}, \qquad \alpha = \theta + \operatorname{arc\,tang}\frac{vt}{\sqrt{R^2 - a^2}}.$$

Substituant dans l'équation précédente et réduisant, on a

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{v\sqrt{R^2 - a^2}}{k^2 + R^2 - a^2 + v^2t^2},$$

$$\theta = \theta_0 - \sqrt{\frac{R^2 - a^2}{k^2 + R^2 - a^2}}\operatorname{arc\,tang}\frac{vt}{\sqrt{k^2 + R^2 - a^2}},$$

θ_0 désignant la valeur de θ à l'instant $t = 0$. Les autres équations écrites plus haut donnent alors ρ et α en fonction de t. Quand l'insecte est arrivé en B, on a $vt = a$; on en déduit la valeur demandée de $\theta - \theta_0$.

Déterminons exactement k^2. Le moment d'inertie de la droite AB par rapport à son centre de gravité C est, en appelant μ la densité linéaire (masse de l'unité de longueur) et r la distance d'un élément dr au centre,

$$\int_{-a}^{+a}\mu r^2 dr = \frac{2\mu a^3}{3} = m\frac{a^2}{3};$$

le moment d'inertie mk^2 par rapport à l'axe Oz ou au point O est donc (n° 317)

$$m\frac{a^2}{3} + m\overline{OC}^2,$$

donc

$$k^2 = R^2 - \frac{2a^2}{3}.$$

Si, à un moment quelconque, l'insecte s'arrête sur le cercle, le système tout entier devient aussitôt immobile, car, s'il ne le devenait pas, la somme des moments des quantités de mouvement ne serait pas nulle.

333 *bis*. **Remarque sur le théorème des aires.** — Imaginons un système sollicité par des forces extérieures telles que la somme de leurs moments par rapport à un axe fixe Oz soit nulle. Alors, si le système part du repos, la somme

$$\Sigma mr^2 \frac{d\theta}{dt}$$

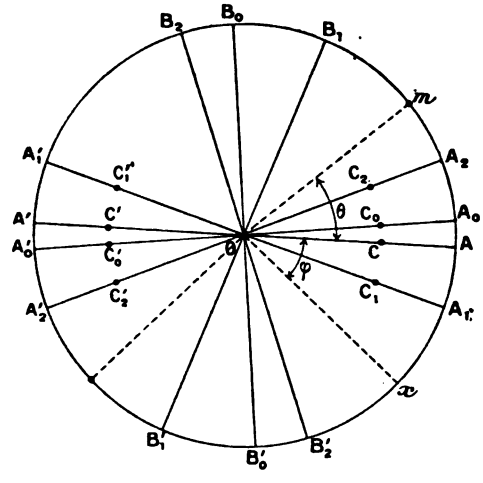
reste constamment nulle pendant toute la durée du mouvement; donc une partie du système ne peut tourner dans un sens autour de l'axe Oz sans qu'une autre partie tourne en sens contraire. Mais il faut remarquer que, malgré cette condition, si le système n'est pas rigide, il peut, par des déformations successives, partir d'une configuration déterminée et revenir à une configuration identique pouvant, au point de vue géométrique, être déduite de la première par une rotation d'ensemble autour de Oz. Cela ne veut pas dire que le système ait effectivement tourné tout d'une pièce autour de Oz, mais que la position initiale et la position finale, non les positions intermédiaires, sont les mêmes que si le système avait tourné d'un certain angle autour de Oz. Ainsi un observateur d'abord immobile sur un plan de glace horizontal pourrait, par des mouvements successifs des différentes parties de son corps, se retrouver dans une position finale déduite (en apparence) de la position initiale par une rotation d'ensemble autour de la verticale du centre de gravité. Pour faire comprendre la possibilité de tels mouvements, nous prendrons comme exemple le système suivant :

Soient une roue homogène de centre O mobile sans frottement sur un plan horizontal, $A_0A'_0$ et $B_0B'_0$ deux diamètres rectangulaires invariablement liés à la roue. Aux points $A_0A'_0$ sont placés sur la roue deux ouvriers de même masse m que nous supposerons réduits à leurs centres de gravité; aux points C_0 et C'_0 situés sur le diamètre $A_0A'_0$, à égale distance de part et d'autre du centre, sont deux autres ouvriers de même masse μ.

Dans ces conditions, la somme des moments des forces extérieures est nulle par rapport à la verticale Oz du centre. Le système étant supposé d'abord immobile, les ouvriers exécutent la manœuvre suivante composée de quatre phases :

1° Les ouvriers m placés en A_0 et A'_0 se mettent à marcher respectivement vers les points B_0 et B'_0 en suivant la circonférence et en restant toujours diamétralement opposés. Le centre de gravité du système reste alors immobile en O et la roue tourne autour de la verticale Oz en sens contraire du mouvement des ouvriers m; convenons de dire que, dans cette première phase, la roue tourne dans le sens négatif. Quand les ouvriers m ont

Fig. 191.



parcouru chacun un quart de la circonférence de la roue, ils s'arrêtent, et tout le système s'arrête, car, s'il continuait à tourner, la somme des moments des quantités de mouvement par rapport à Oz ne serait pas nulle. La roue est alors arrivée dans la position $A_1A'_1B_1B'_1$ après avoir tourné dans le sens négatif d'un angle α; les ouvriers m sont en $B_1B'_1$, nouvelles positions des extrémités du diamètre $B_0B'_0$; les ouvriers μ sont en C_1 et C'_1.

2° Les ouvriers μ se mettent alors à marcher vers le centre O en suivant le diamètre $C_1C'_1$ et en restant symétriques par rapport à O; arrivés au centre, ils s'arrêtent; pendant cette opération, la roue reste immobile, mais le moment d'inertie par rapport à Oz du système formé par la roue et les deux ouvriers μ diminue.

3° Les ouvriers m placés en B_1 et B'_1 se remettent en marche pour regagner leurs positions primitives sur la roue; dans cette troisième phase, la roue tourne dans le sens positif et quand les ouvriers m, ayant parcouru chacun un quart de circonférence, s'arrêtent après avoir repris leurs positions primitives sur la roue, celle-ci a tourné dans le sens positif d'un

angle β différent de α et redevient immobile dans la position $A_2A'_2$, $B_2B'_2$.

4° Enfin les ouvriers μ réunis au centre se séparent et viennent se replacer sur le diamètre $A_2A'_2$ aux points $C_2C'_2$ situés à la même distance du centre que C_0 et C'_0, opération qui laisse la roue immobile.

Finalement, la roue a tourné à partir de sa position initiale $A_0A'_0$, dans le sens positif, d'un angle $\beta - \alpha$ et les ouvriers ont repris les mêmes positions relatives sur la roue. Donc, si l'on n'avait pas fait attention aux mouvements des ouvriers, il semblerait que le système eût tourné tout d'une pièce, d'un certain angle, autour de la verticale Oz. En recommençant les mêmes manœuvres, les ouvriers m et μ arriveront à faire tourner le système d'un angle aussi grand qu'on le voudra, et cela sans faire intervenir aucune force extérieure au système.

C'est par des mouvements du même genre qu'un observateur placé sur un plan de glace horizontal arriverait à tourner autour de la verticale de son centre de gravité, en faisant jouer à ses jambes écartées le rôle des ouvriers m et à ses bras plus ou moins étendus celui des ouvriers μ.

Calcul. — Dans le problème de la roue, on peut calculer comme il suit les angles α et β et vérifier qu'ils sont différents :

A un instant quelconque t, appelons φ l'angle du diamètre AA', primitivement placé en $A_0A'_0$, avec un axe fixe Ox et θ l'angle $\widehat{AOm}$ dont l'un des ouvriers m a tourné sur la roue; l'angle polaire $\widehat{xOm}$ sera égal à $\varphi + \theta$. Donc, en désignant par a le rayon de la roue, c la distance des points C et C' de masse μ au centre, Mk^2 le moment d'inertie de la roue, on a, d'après le théorème des aires,

$$2ma^2\left(\frac{d\varphi + d\theta}{dt}\right) + (2\mu c^2 + Mk^2)\frac{d\varphi}{dt} = 0;$$

intégrant et supposant que les angles φ et θ partent de zéro, ce qu'on peut réaliser par un choix convenable de Ox,

$$(a) \qquad 2ma^2(\varphi + \theta) + (2\mu c^2 + Mk^2)\varphi = 0.$$

Dans la première phase du mouvement, la valeur finale de θ est $+\frac{\pi}{2}$, celle de φ est $-\alpha$. On a donc

$$2ma^2\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) - (2\mu c^2 + Mk^2)\alpha = 0.$$

Dans la troisième phase, les points μ étant venus au centre, c est devenu nul; la roue tourne en sens contraire d'un angle β et les ouvriers m d'un angle $\frac{\pi}{2}$. Il faudra donc faire, dans la relation générale (a), $c = 0$, $\theta = -\frac{\pi}{2}$ et $\varphi = \beta$. D'où

$$2ma^2\left(-\frac{\pi}{2} + \beta\right) + Mk^2\beta = 0.$$

Ces relations donnent les valeurs de β et α et montrent que β est supérieur à α.

On peut aussi obtenir le mouvement de la roue en imaginant que deux observateurs debout sur la roue et toujours symétriques par rapport au centre décrivent sur la roue des aires fermées ; c'est ainsi que, dans l'exemple précédent, on peut remplacer les deux ouvriers placés à l'origine du temps en A_0 et C_0 par un seul point de masse $m+\mu$ et les deux autres par un point symétrique.

334. Mouvement relatif par rapport à un système d'axes animé d'un mouvement de translation rectiligne et uniforme. — Soit $O'x'y'z'$ un système d'axes parallèles aux axes fixes dont l'origine mobile O' a pour coordonnées a, b, c. Appelons x', y', z' les coordonnées d'un des points du système par rapport à ces axes, x, y, z désignant ses coordonnées absolues. On a

$$x = a + x', \qquad y = b + y', \qquad z = c + z'.$$

Si le point O' est animé d'un mouvement *rectiligne et uniforme*, on a

$$\frac{d^2 a}{dt^2} = 0, \qquad \frac{d^2 b}{dt^2} = 0, \qquad \frac{d^2 c}{dt^2} = 0,$$

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{d^2 x'}{dt^2}, \qquad \frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{d^2 y'}{dt^2}, \qquad \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{d^2 z'}{dt^2}.$$

D'ailleurs les projections des forces sur les axes mobiles sont les mêmes que sur les axes fixes. Les équations du mouvement de chaque point, et, par suite, les équations du mouvement de tout le système *gardent donc la même forme que si les axes* $O'x'y'z'$ *étaient fixes*.

335. Théorème des moments des quantités de mouvement dans le mouvement relatif autour du centre de gravité. — Le théorème des moments des quantités de mouvement s'applique au mouvement relatif du système par rapport à des axes de directions fixes passant par le centre de gravité. En désignant par x, y, z les coordonnées d'un point du système par rapport à des axes fixes, par ξ, η, ζ celles du centre de gravité et par x', y', z' les coordonnées du même point par rapport à des axes Gx', Gy', Gz' parallèles aux axes fixes menés par le centre de gravité, on a, d'après les formules du changement d'axes,

$$(5) \qquad x = \xi + x', \qquad y = \eta + y', \qquad z = \zeta + z'.$$

Le théorème que nous avons en vue s'exprime par l'équation

$$\frac{d}{dt}\sum m\left(x'\frac{dy'}{dt}-y'\frac{dx'}{dt}\right)=\sum\sum(x'Y_e-y'X_e),$$

qu'il s'agit d'établir.

Pour cela nous partirons de l'équation

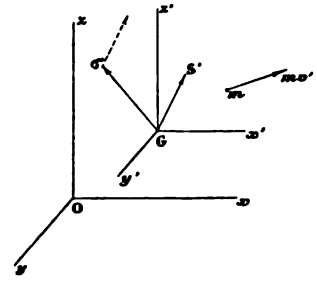
$$(6)\qquad \frac{d}{dt}\sum m\left(x\frac{dy}{dt}-y\frac{dx}{dt}\right)=\sum\sum(xY_e-yX_e),$$

dans laquelle nous remplacerons x, y, z par les valeurs (5).

Nous avons, d'après ces équations,

$$\begin{aligned} m\left(x\frac{dy}{dt}-y\frac{dx}{dt}\right) &= m(\xi+x')\left(\frac{d\eta}{dt}+\frac{dy'}{dt}\right)-m(\eta+y')\left(\frac{d\xi}{dt}+\frac{dx'}{dt}\right)\\ &= m\left(\xi\frac{d\eta}{dt}-\eta\frac{d\xi}{dt}\right)+m\left(x'\frac{dy'}{dt}-y'\frac{dx'}{dt}\right)\\ &\quad+mx'\frac{d\eta}{dt}-my'\frac{d\xi}{dt}+m\xi\frac{dy'}{dt}-m\eta\frac{dx'}{dt}. \end{aligned}$$

Fig. 192.



Supposons écrites toutes les équations analogues pour les divers points du système et ajoutons-les membre à membre, nous aurons

$$\begin{aligned} \sum m\left(x\frac{dy}{dt}-y\frac{dx}{dt}\right) &= \sum m\left(\xi\frac{d\eta}{dt}-\eta\frac{d\xi}{dt}\right)\\ &\quad+\sum m\left(x'\frac{dy'}{dt}-y'\frac{dx'}{dt}\right)+\sum mx'\frac{d\eta}{dt}\\ &\quad-\sum my'\frac{d\xi}{dt}+\sum m\xi\frac{dy'}{dt}-\sum m\eta\frac{dx'}{dt}. \end{aligned}$$

Mais le centre de gravité est à l'origine mobile; on a donc

$$\sum m x' \frac{d\eta}{dt} = \frac{d\eta}{dt} \sum m x' = 0,$$

de même

$$\sum m y' \frac{d\xi}{dt} = 0.$$

On a encore

$$\sum m \xi \frac{dy'}{dt} = \xi \sum m \frac{dy'}{dt} = 0, \qquad \sum m \eta \frac{dx'}{dt} = 0,$$

car, les quantités $\Sigma m x'$, $\Sigma' m y'$ étant nulles, leurs dérivées le sont.

En tenant compte de ces relations, nous obtenons l'équation

$$(7) \quad \sum m \left(x \frac{dy}{dt} - y \frac{dx}{dt}\right) = \mathrm{M} \left(\xi \frac{d\eta}{dt} - \eta \frac{d\xi}{dt}\right) + \sum m \left(x' \frac{dy'}{dt} - y' \frac{dx'}{dt}\right),$$

car, dans la première somme du second membre, on peut mettre $\left(\xi \frac{d\eta}{dt} - \eta \frac{d\xi}{dt}\right)$ en facteur et $\Sigma m = \mathrm{M}$.

Nous avons ainsi une expression importante de

$$\sum m \left(x \frac{dy}{dt} - y \frac{dx}{dt}\right);$$

elle s'interprète immédiatement de la façon suivante :

Théorème. — *La somme des moments des quantités de mouvement par rapport à un axe fixe est égale au moment de la quantité de mouvement de la masse totale du système supposée concentrée au centre de gravité, augmenté de la somme des moments des quantités de mouvement par rapport à un axe parallèle au premier et passant par le centre de gravité.*

Cette dernière somme doit être calculée dans le mouvement relatif par rapport à des axes de directions fixes menés par le centre de gravité.

Passons maintenant au calcul du deuxième membre de l'équation (6). Nous aurons

$$\Sigma\Sigma(x \mathrm{Y}_e - y \mathrm{X}_e) = \Sigma\Sigma(\xi \mathrm{Y}_e - \eta \mathrm{X}_e) + \Sigma\Sigma(x' \mathrm{Y}_e - y' \mathrm{X}_e).$$

Donc, en remplaçant les deux membres de l'équation (6) par

leurs valeurs et remarquant que

$$\frac{d}{dt} M \left(\xi \frac{d\eta}{dt} - \eta \frac{d\xi}{dt}\right) = M \left(\xi \frac{d^2\eta}{dt^2} - \eta \frac{d^2\xi}{dt^2}\right),$$

on a l'équation

$$M \left(\xi \frac{d^2\eta}{dt} - \eta \frac{d^2\xi}{dt}\right) + \sum m \left(x' \frac{dy'}{dt} - y' \frac{dx'}{dt}\right)$$
$$= \xi \Sigma\Sigma Y_e - \eta \Sigma\Sigma X_e + \Sigma\Sigma(x' Y_e - y' X_e),$$

qui se réduit à

$$\sum m \left(x' \frac{dy'}{dt} - y' \frac{dx'}{dt}\right) = \sum\sum (x' Y_e - y' X_e);$$

car, en vertu des équations du mouvement du centre de gravité, on a

$$M \frac{d^2\eta}{dt^2} = \Sigma\Sigma Y_e, \qquad M \frac{d^2\xi}{dt^2} = \Sigma\Sigma X_e.$$

Le théorème est donc démontré.

336. Interprétation géométrique. — Comme, dans le cas du mouvement absolu (330), il existe une interprétation géométrique simple de ce théorème. Soit $G\sigma'$ le moment résultant par rapport au centre de gravité G des segments représentatifs des quantités de mouvement relatives mv', et GS' le moment résultant des forces extérieures. Le théorème exprime que la vitesse relative par rapport aux axes $Gx'y'z'$ de l'extrémité σ' du premier moment est égale et parallèle à l'autre GS'.

337. Applications. — 1° *Théorème des aires.* Si la somme des moments des forces extérieures est nulle par rapport à un axe de direction fixe mené par le centre de gravité, l'axe Gz', par exemple, on a

$$\sum m \left(x' \frac{dy'}{dt} - y' \frac{dx'}{dt}\right) = C. \tag{8}$$

Le théorème des aires s'applique alors à la projection du mouvement relatif sur le plan $x'Gy'$, le centre des aires étant G.

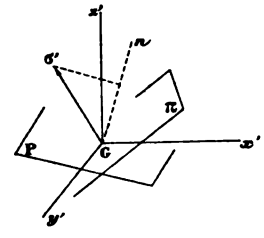
2° *Le moment résultant des forces extérieures par rapport au point* G *est nul.* — S'il n'y a pas de forces extérieures ou si la somme des moments de ces forces par rapport aux axes Gx',

Gy', Gz' est constamment nulle, on a l'intégrale (8) et deux autres analogues

$$(9)\qquad \begin{cases} \sum m\left(y'\dfrac{dz'}{dt} - z'\dfrac{dy'}{dt}\right) = A, \\ \sum m\left(z'\dfrac{dx'}{dt} - x'\dfrac{dz'}{dt}\right) = B. \end{cases}$$

Dans ce cas, le segment GS' (n° 336) est nul; le point σ' a une vitesse relative nulle et le segment $G\sigma'$ est constant en grandeur,

Fig. 193.



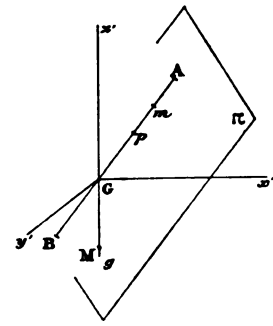
direction et sens : ses projections sur les trois axes Gx', Gy', Gz' sont les constantes A, B, C. Le théorème des aires s'applique alors à la projection du mouvement sur un plan quelconque P de direction fixe passant par le centre de gravité, car on peut toujours prendre un tel plan pour plan $x'Gy'$. La constante des aires sur ce plan P est la projection du segment $G\sigma'$ sur la perpendiculaire Gn au plan. C'est donc sur le plan Π perpendiculaire à $G\sigma'$ que cette constante prend sa valeur maximum : ce plan s'appelle *plan du maximum des aires*. Sur un plan passant par $G\sigma'$ la constante des aires est nulle.

3° *Application au système solaire. Plan invariable de Laplace.* — Si l'on néglige l'action des étoiles, le système formé par le Soleil, les planètes et leurs satellites n'est sollicité par aucune force extérieure. Si donc on imagine des axes de directions fixes menés par le centre de gravité G du système qui est placé très près du Soleil, le moment résultant $G\sigma'$ des quantités de mouvement relatives à ces axes par rapport à G est constant en grandeur, direction et sens. On peut, à une certaine époque, calculer les projections A, B, C de ce segment sur les axes, en calculant les sommes des moments des quantités de mouvement de tous les points du système par rapport aux axes.

Le plan Π perpendiculaire au vecteur $G\sigma'$ ainsi déterminé a une direction constante : c'est le plan du maximum des aires. On a ainsi un moyen, indiqué par Laplace, d'obtenir un *plan invariable* dans le système solaire. Laplace, en déterminant ce plan invariable, avait calculé les quantités A, B, C comme si les planètes étaient réduites à des points placés à leurs centres; Poinsot compléta le calcul de Laplace en ajoutant les termes qui proviennent de la rotation des planètes sur elles-mêmes, termes qui ont d'ailleurs peu d'influence sur le résultat final. (Voir *Éléments de Statique* de Poinsot, 5e édition, note.)

4° *Mouvement d'une barre pesante dans le vide.* — Soit une barre pesante AB (*fig.* 194) lancée dans le vide, cette barre étant regardée comme une droite matérielle. Le centre de gravité G décrit une parabole.

Fig. 194.



Si l'on mène par ce point des axes Gx', Gy', Gz' de directions fixes, la somme des moments des forces extérieures par rapport à chacun de ces axes est nulle, car les forces extérieures sont les poids qui admettent une résultante unique appliquée en G. On peut donc, dans le mouvement relatif par rapport aux axes x', y', z', écrire les trois intégrales (8) et (9). Soit p le point de la barre situé à l'unité de distance de G dans un sens déterminé, a, b, c ses coordonnées par rapport aux axes $Gx'y'z'$, m un point situé à une distance r de G, r étant positif ou négatif, suivant que Gm est ou non de même sens que Gp. Les coordonnées de m sont

$$x' = ra, \qquad y' = rb, \qquad z' = rc,$$

$$\frac{dx'}{dt} = r\frac{da}{dt}, \qquad \frac{dy'}{dt} = r\frac{db}{dt}, \qquad \frac{dz'}{dt} = r\frac{dc}{dt}.$$

L'intégrale (8) donne donc

$$\left(a\frac{db}{dt} - b\frac{da}{dt}\right)\Sigma mr^2 = C,$$

où la somme Σmr^2, étendue à tous les points de la barre, est le moment d'inertie par rapport au point G.

De même, les deux intégrales (9) donnent

$$\left(b\frac{dc}{dt} - c\frac{db}{dt}\right)\Sigma mr^2 = A,$$

$$\left(c\frac{da}{dt} - a\frac{dc}{dt}\right)\Sigma mr^2 = B.$$

Multipliant par b, c, a et ajoutant, on a l'équation

$$Aa + Bb + Cc = 0,$$

qui montre que le point p reste dans un plan Π fixe par rapport aux axes $Gx'y'z'$ et perpendiculaire au segment $G\sigma'$ de projections A, B, C : c'est le plan du maximum des aires. Le point p et tous les points de la barre décrivent des cercles de centre G : comme le principe des aires s'applique aussi au plan Π, la barre tourne autour de G dans ce plan, avec une vitesse angulaire constante.

5° *Système pesant déformable.* — Un système pesant quelconque étant lancé dans le vide, son centre de gravité G décrit une parabole; si par ce centre G on mène des axes de directions fixes, la somme des moments des forces extérieures est nulle par rapport à ces axes; par suite, la somme des moments des quantités de mouvement relatives est constante par rapport à tout axe mené par G, et le théorème des aires s'applique autour du point G à la projection du mouvement sur tout plan d'orientation fixe mené par G.

Par exemple, quand un homme fait le saut périlleux, il se donne au départ une certaine vitesse angulaire de rotation autour d'un axe horizontal Gz' mené par son centre de gravité; si le corps restait rigide, cette vitesse angulaire se conserverait et ne serait pas suffisante pour imprimer au corps une rotation complète de 360° avant qu'il retombe sur le sol. Mais, une fois lancé, l'homme ramasse son corps autour du centre de gravité, le moment d'inertie par rapport à l'axe diminue et, comme la somme des moments des quantités de mouvement $\Sigma mr^2\frac{d\theta}{dt}$ doit rester constante, la vitesse angulaire augmente et devient suffisante pour qu'une révolution complète soit possible avant la chute.

Dans cet exemple, l'homme possède une vitesse angulaire initiale qu'il augmente par le jeu des forces intérieures; mais il pourrait, même en se lançant sans vitesse angulaire initiale, arriver à tourner sur lui-même dans l'espace, d'un certain angle. C'est ce qu'on voit par les considérations dé-

veloppées dans le n° 333 *bis*; ainsi un homme lancé dans le vide, avec un mouvement de translation, pourrait faire jouer à ses bras étendus le rôle des ouvriers m placés en A_0 et A'_0 et à ses jambes plus ou moins écartées le rôle des ouvriers μ placés en C_0 et C'_0. C'est par ces mêmes considérations qu'on explique comment un chat arrive, sans aucune aide extérieure, à se retourner dans une chute. (Voyez *Comptes rendus*, 29 octobre 1894, Notes de MM. Guyou et Maurice Lévy; 5 novembre, Notes de MM. Marcel Deprez et Picard, et de M. Appell; 26 novembre, Note de M. Lecornu; et *Bulletin de la Société mathématique*, novembre 1894.)

338. Cas général où les théorèmes des projections et des moments des quantités de mouvement donnent une intégrale première. — Le théorème que M. Pennachietti a donné pour les fils et le mouvement d'un point libre (n° 143) a été étendu à un système par M. Kostelnikoff (*Comptes rendus*, t. XCVIII, p. 129). Les équations qui expriment ces théorèmes dans le mouvement absolu sont

$$(10)\quad \begin{cases} \dfrac{d}{dt}\sum m\dfrac{dx}{dt} = \Sigma\Sigma X_e, \qquad \dfrac{d}{dt}\sum m\dfrac{dy}{dt} = \Sigma\Sigma Y_e, \qquad \ldots, \\ \dfrac{d}{dt}\sum m\left(y\dfrac{dz}{dt} - z\dfrac{dy}{dt}\right) = \Sigma\Sigma(yZ_e - zY_e), \qquad \ldots. \end{cases}$$

Supposons qu'il existe des constantes a, b, c, p, q, r, telles que les forces extérieures vérifient la condition

$$(11)\quad \begin{cases} a\Sigma\Sigma X_e + b\Sigma\Sigma Y_e + c\Sigma\Sigma Z_e + p\Sigma\Sigma(yZ_e - zY_e) \\ \qquad + q\Sigma\Sigma(zX_e - xZ_e) + r\Sigma\Sigma(xY_e - yX_e) = 0; \end{cases}$$

on a alors l'intégrale

$$a\sum m\frac{dx}{dt} + b\sum m\frac{dy}{dt} + c\sum m\frac{dz}{dt} + p\sum m\left(y\frac{dz}{dt} - z\frac{dy}{dt}\right)$$
$$+ q\sum m\left(z\frac{dx}{dt} - x\frac{dz}{dt}\right) + r\sum m\left(x\frac{dy}{dt} - y\frac{dx}{dt}\right) = \text{const.},$$

car la dérivée du premier membre de cette équation est nulle en vertu des relations (10) et de la condition supposée (11).

La relation (11) signifie que le moment relatif du système des forces extérieures et d'un système de vecteurs fixes *est constamment nul* (n° 24 *bis*); alors, le moment relatif des quantités de mouvement et du même système de vecteurs fixes *est constant*.

II. — THÉORÈME DES FORCES VIVES.

339. Démonstration. — Le théorème des forces vives a d'abord été employé par Huygens : il fut énoncé sous une forme générale

par Jean et Daniel Bernoulli. Pour le démontrer, nous partirons encore des équations du mouvement d'un point m du système :

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = \Sigma X_i + \Sigma X_e,$$

$$m\frac{d^2y}{dt^2} = \Sigma Y_i + \Sigma Y_e,$$

$$m\frac{d^2z}{dt^2} = \Sigma Z_i + \Sigma Z_e.$$

En appliquant à ce point le théorème des forces vives, nous avons

$$d\frac{mv^2}{2} = \Sigma(X_i dx + Y_i dy + Z_i dz) + \Sigma(X_e dx + Y_e dy + Z_e dz).$$

Si ensuite nous faisons la somme de toutes les équations analogues, il vient

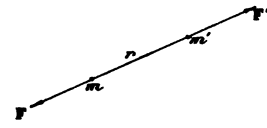
$$(1) \quad d\sum\frac{mv^2}{2} = \Sigma\Sigma(X_i dx + Y_i dy + Z_i dz) + \Sigma\Sigma(X_e dx + Y_e dy + Z_e dz).$$

La somme Σmv^2 des forces vives des divers points se nomme *la force vive totale* (Leibnitz). On a donc le théorème suivant :

La différentielle de la demi-force vive totale du système est égale à la somme des travaux élémentaires de toutes les forces, tant intérieures qu'extérieures.

Il est très important de remarquer que les travaux des forces intérieures ne disparaissent pas. C'est ce qu'on vérifie immédiatement. Soient, en effet, deux points m et m' (*fig.* 195) situés à

Fig. 195.



une distance r l'un de l'autre : l'action de m' sur m est une certaine force dirigée suivant la droite mm', et, inversement, l'action de m sur m' est une force égale et opposée. Suivant une convention déjà faite (92), nous appelons *action mutuelle* F des deux points la valeur commune des deux forces précédée du signe + ou

du signe —, suivant que les deux points se repoussent ou s'attirent. Si les deux points subissent un déplacement infiniment petit quelconque, leur distance varie de dr, et la somme des travaux des deux forces appliquées aux deux points est (**92**)

$$F\,dr;$$

nous dirons, pour abréger, que c'est là le travail élémentaire de l'action mutuelle des deux points.

D'après cela, en appelant $F_{j,k}$ l'action mutuelle des points m_j et m_k situés à la distance $r_{j,k}$ l'un de l'autre, la somme des travaux élémentaires des forces intérieures est

$$\sum\sum(X_i\,dx + Y_i\,dy + Z_i\,dz) = \sum_{j,k} F_{j,k}\,dr_{j,k},$$

la sommation étant étendue à toutes les combinaisons des points du système deux à deux.

Le théorème des forces vives s'écrit alors

$$(2)\qquad d\frac{\Sigma mv^2}{2} = \sum\sum(X_e\,dx + Y_e\,dy + Z_e\,dz) + \sum_{j,k} F_{j,k}\,dr_{j,k}.$$

Considérons le mouvement du système pendant l'intervalle de temps fini $t - t_0$; dans ce mouvement, toutes les quantités qui figurent dans la relation (1) ou (2) sont des fonctions du temps : nous avons donc, en intégrant de t_0 à t,

$$\frac{\Sigma mv^2}{2} - \frac{\Sigma mv_0^2}{2} = \int_{t_0}^{t} \Sigma\Sigma(X_e\,dx + Y_e\,dy + Z_e\,dz) + \int_{t_0}^{t} \Sigma F_{j,k}\,dr_{j,k}.$$

La variation de la demi-force vive, pendant l'intervalle de temps fini $t - t_0$, est donc égale à la somme des travaux élémentaires de toutes les forces, tant intérieures qu'extérieures, appliquées au système.

340. Remarque sur les corps solides. — Si le système est un *corps solide* dans le sens de la Mécanique rationnelle, c'est-à-dire un système dont tous les points sont à des *distances invariables* les uns des autres, *les travaux élémentaires des forces inté-*

rieures ont une somme nulle. En effet, dans ce cas, les distances $r_{j,k}$ sont toutes constantes : on a donc

$$dr_{j,k} = 0 \qquad \text{et} \qquad \sum_{j,k} F_{j,k}\, dr_{j,k} \equiv 0.$$

Donc, pour un corps solide, la différentielle de la demi-force vive est égale à la somme des travaux élémentaires des *seules forces extérieures*.

341. Cas dans lequel l'action mutuelle de deux points du système est fonction de leur seule distance. — Si l'on suppose que l'action mutuelle $F_{j,k}$ de deux points quelconques m_j et m_k est une fonction de leur seule distance $r_{j,k}$, *la somme des travaux élémentaires des forces intérieures est une différentielle totale exacte d'une fonction des distances mutuelles*. En effet, on a alors

$$F_{j,k} = \varphi(r_{j,k}), \qquad F_{j,k}\, dr_{j,k} = d\int \varphi(r_{j,k})\, dr_{j,k}.$$

Chaque terme de la somme des travaux élémentaires des forces intérieures $\sum F_{j,k}\, dr_{j,k}$ est alors une différentielle exacte ; la somme elle-même en est une.

342. Cas où le théorème des forces vives donne une intégrale première. — Si la somme des travaux élémentaires de toutes les forces, tant intérieures qu'extérieures, est une différentielle totale exacte d'une fonction $U(x_1, y_1, z_1, \ldots, x_n, y_n, z_n)$ des coordonnées des points du système, on a

$$d\sum \frac{mv^2}{2} = dU, \qquad \sum \frac{mv^2}{2} = U + h,$$

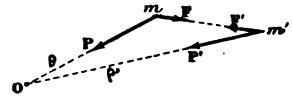
h désignant une constante arbitraire appelée *constante des forces vives*. L'intégrale première ainsi obtenue est l'*intégrale des forces vives*. La fonction U est la *fonction des forces*.

Pour que cette circonstance se présente, il faut, mais il ne suffit pas, que les forces intérieures et extérieures dépendent uniquement des positions et non des vitesses des points.

343. Homogénéité. — Si l'on prend pour unités fondamentales les unités de longueur, temps et masse, on sait qu'en rendant l'unité de longueur λ fois plus petite, celle du temps τ fois plus petite, celle de masse μ fois plus petite, l'expression d'une longueur est multipliée par λ, celle d'une masse par μ, celle d'une vitesse par $\frac{\lambda}{\tau}$; la force vive $\sum \frac{mv^2}{2}$ est donc multipliée par $\frac{\mu\lambda^2}{\tau^2}$; d'autre part, l'expression d'une force est multipliée par $\frac{\mu\lambda}{\tau^2}$, et, par suite, celle d'un travail (produit d'une force par une longueur) est multipliée par $\frac{\mu\lambda^2}{\tau^2}$. Les deux membres de l'équation des forces vives (2) sont donc bien du même degré d'homogénéité. Si le travail est exprimé, par exemple, en kilogrammètres, la force vive sera aussi un certain nombre de kilogrammètres. Si le travail est exprimé en *ergs* (*erg*, unité de travail du système C.G.S), il en est de même de la force vive.

344. Exemple. — Appliquons le théorème des forces vives au mouvement de deux points matériels libres, de masse m et m', s'attirant l'un l'autre suivant la loi de Newton et attirés suivant la même loi par un centre fixe O de masse μ.

Fig. 196.



Le système mobile est ici composé de deux points : les forces intérieures sont les attractions mutuelles des deux points. Si l'on appelle r la distance mm', la valeur algébrique de l'action mutuelle de m et m' est $F = -\frac{fmm'}{r^2}$, et son travail élémentaire $F\,dr = -\frac{fmm'}{r^2}\,dr$. Les forces extérieures sont les attractions P et P' du point O : si l'on appelle ρ et ρ' les distances Om et Om', les valeurs algébriques de ces attractions suivant la convention faite dans la théorie des forces centrales sont $-\frac{f\mu m}{\rho^2}$, $-\frac{f\mu m'}{\rho'^2}$, et leurs travaux élémentaires $-\frac{f\mu m}{\rho^2}\,d\rho$, $-\frac{f\mu m'}{\rho'^2}\,d\rho'$.

Le théorème des forces vives donne donc, si l'on appelle v et v' les deux vitesses

$$d\,\frac{mv^2 + m'v'^2}{2} = -\frac{fmm'}{r^2}\,dr - \frac{f\mu m}{\rho^2}\,d\rho - \frac{f\mu m'}{\rho'^2}\,d\rho'.$$

On se trouve alors dans le cas du numéro précédent : le second membre est une différentielle totale exacte et l'on a l'intégrale des forces vives

$$\frac{mv^2}{2} + \frac{m'v'^2}{2} = \frac{fmm'}{r} + \frac{f\mu m}{\rho} + \frac{f\mu m'}{\rho'} + h.$$

345. Distinction des forces en forces directement appliquées et forces de liaison. — Dans ce qui précède, nous avons partagé l'ensemble des forces appliquées à un système en deux catégories, les forces intérieures et les forces extérieures. Cette distinction est surtout importante dans la théorie de l'énergie, comme nous le verrons dans le § IV. Dans beaucoup de questions de Mécanique rationnelle, et surtout en Mécanique analytique, il est plus simple de partager les forces appliquées au système en deux autres catégories : *les forces de liaison* provenant des liaisons imposées au système et *les forces directement appliquées* ou *forces données* que l'on fait agir sur le système. C'est de cette façon que l'on classe les forces quand on cherche les conditions d'équilibre d'un système à l'aide du principe des vitesses virtuelles (n° 165). Nous pourrons alors énoncer le théorème des forces vives sous la forme suivante :

La différentielle de la demi-force vive totale est égale à la somme des travaux élémentaires de toutes les forces, tant données que de liaison, appliquées au système.

346. Cas particulier important où les travaux des forces de liaison sont nuls. — Si les liaisons sont *indépendantes du temps*, c'est-à-dire exprimables par des équations où ne figurent pas les coordonnées des points du système et non le temps, comme au n° 178, si, de plus, les liaisons sont *parfaites*, c'est-à-dire ont lieu *sans frottement*, la somme des travaux élémentaires des forces de liaison est nulle pour le déplacement réel que subit le système pendant le temps dt. En effet, dans ces conditions, le déplacement réel du système est évidemment *compatible* avec les liaisons, et la somme des travaux des forces de liaison est nulle (n° 170). On a donc le théorème suivant :

Si les liaisons sont indépendantes du temps, et s'il n'y a pas de frottements, la différentielle de la demi-force vive est

égale à la somme des travaux élémentaires des forces directement appliquées.

Il peut arriver, dans ce cas particulier, que la somme des travaux élémentaires des forces directement appliquées soit une différentielle totale exacte d'une fonction U des coordonnées des points du système, c'est-à-dire que les forces directement appliquées dérivent d'une fonction de forces U : le théorème des forces vives donne alors les équations

$$d\frac{\Sigma m v^2}{2} = dU, \qquad \frac{\Sigma m v^2}{2} = U + h,$$

dont la seconde est l'intégrale des forces vives.

Remarque. — Quand le système est à liaisons complètes (n° 176) indépendantes du temps et sans frottement, le théorème des forces vives donne immédiatement l'équation unique du mouvement. En effet, la position du système ne dépend alors que d'un paramètre, et le théorème des forces vives fournit une équation où n'entrent que les forces données et qui permet de calculer ce paramètre unique en fonction de t.

347. **Application.** — *Chaîne homogène pesante glissant sans frottement sur une courbe fixe.*— Soient $2l$ la longueur de la chaîne AB, ρ la masse de l'unité de longueur, et, par suite, $2l\rho$ la masse totale.

Prenons un axe Oz vertical dirigé vers le haut; appelons s l'arc de la courbe fixe, sur laquelle glisse la chaîne, compté depuis un point fixe O' jusqu'au point de la courbe d'ordonnée z; la courbe étant donnée, on peut toujours exprimer z en fonction de s,

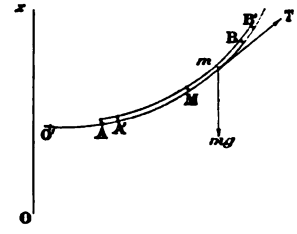
$$z = \varphi(s). \tag{1}$$

Cela posé, appelons, en particulier, σ l'arc O'M, du point O' jusqu'au milieu M de la chaîne, point qui n'est pas le centre de gravité : il est évident que la position de la chaîne est connue, dès qu'on connaît σ. La chaîne sur la courbe forme donc un système à liaisons complètes (n° 176). La chaîne étant supposée inextensible doit être regardée comme une file de points matériels liés de telle façon que chacun d'eux est à une distance constante de celui qui le précède et de celui qui le suit.

Les forces appliquées au système sont : 1° les poids mg des points (forces données); 2° les réactions normales de la courbe (forces de liaison); 3° les actions mutuelles de deux points consécutifs (forces de liaison). Si l'on voulait adopter la classification en forces intérieures et exté-

rieures, les actions mutuelles des points consécutifs seraient des forces intérieures, les poids et les réactions des forces extérieures.

Fig. 197.



Quand la chaîne glisse sur la courbe, les travaux des forces de liaison sont nuls; il est aisé de le vérifier : les réactions sont normales aux déplacements des points, l'action mutuelle F de deux points consécutifs a un travail nul, car la distance de ces points est invariable. Il ne subsiste donc que les travaux élémentaires des poids. Pour les évaluer, considérons sur la chaîne en m un élément de longueur $\delta\lambda$ dont la distance Mm au point M le long de la chaîne soit λ, λ étant compté positivement dans le sens AB, de sorte qu'on aura tous les éléments de la chaîne, en faisant varier λ de $-l$ à $+l$. La coordonnée z de l'élément $\delta\lambda$ est

$$z = \varphi(\sigma + \lambda),$$

car l'arc $O'm$ est $s = \sigma + \lambda$. Si l'on fait glisser la chaîne d'une longueur $d\sigma$ pour l'amener le AB en A'B', le z de l'élément $\delta\lambda$ croît de

$$dz = \varphi'(\sigma + \lambda)\, d\sigma,$$

et le travail élémentaire du poids $g\rho\,\delta\lambda$ de cet élément est

$$-g\rho\,\delta\lambda\, dz = -g\rho\,\delta\lambda\,\varphi'(\sigma + \lambda)\, d\sigma.$$

La somme des travaux élémentaires du poids de tous les éléments est la somme des expressions telles que la précédente, lorsque λ varie de $-l$ à $+l$: c'est donc

$$-g\rho\, d\sigma \int_{-l}^{+l} \varphi'(\sigma + \lambda)\,\delta\lambda = -g\rho\, d\sigma[\varphi(\sigma + l) - \varphi(\sigma - l)].$$

On peut écrire cette expression

$$-\rho g\, d\sigma(z_1 - z_0),$$

en désignant par z_0 et z_1 les z des extrémités A et B de la chaîne. On voit que ce travail est le même que celui que l'on devrait effectuer pour trans-

porter l'élément $AA' = d\sigma$ de la chaîne d'une extrémité à l'autre, sans déplacer le reste du système.

D'autre part, dans le mouvement de la chaîne, tous les points m ont même vitesse $v = \frac{d\sigma}{dt}$: la force vive est donc

$$\sum m v^2 = \sum m \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)^2 = 2 l \rho \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)^2.$$

L'équation des forces vives est alors

$$l \rho\, d \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)^2 = -\rho g\, d\sigma\, [\varphi(\sigma + l) - \varphi(\sigma - l)];$$

la forme de cette équation montre que l'on aura t en fonction de σ par deux quadratures seulement. Si l'on divise les deux membres par dt et si l'on effectue les différentiations indiquées, elle devient

$$(2) \qquad \frac{d^2\sigma}{dt^2} = -g\, \frac{\varphi(\sigma + l) - \varphi(\sigma - l)}{2l},$$

équation analogue à celle du mouvement rectiligne d'un point sous l'action d'une force dépendant de la seule position. Comme vérification, si l'on suppose que la longueur l de la chaîne tende vers o, le deuxième membre a $-g\,\varphi'(\sigma)$ pour limite et l'on retombe sur l'équation

$$\frac{d^2\sigma}{dt^2} = -g\,\varphi'(\sigma),$$

équation du mouvement d'un point matériel pesant sur la courbe fixe.

Comme l'équation du mouvement de la chaîne ne dépend que de la fonction φ, le mouvement restera le même lorsqu'on développera le cylindre qui projette horizontalement la courbe donnée sur un de ses plans tangents.

Il y a deux cas où le mouvement du milieu de la chaîne ne dépend pas de sa longueur :

1° La courbe fixe est une hélice tracée sur un cylindre vertical. On a alors

$$\varphi(s) = \alpha s,$$

α désignant une constante, et l'équation (2) se réduit à

$$\frac{d^2\sigma}{dt^2} = -g\alpha,$$

équation indépendante de l;

2° La courbe fixe est une cycloïde d'axe vertical ou une courbe obtenue en l'enroulant sur un cylindre vertical. On sait que dans ce cas on a (250)

$$\varphi(s) = \frac{s^2}{8R},$$

par conséquent l'équation du mouvement de M est

$$\frac{d^2\sigma}{dt^2} = -\frac{g}{4R}\sigma.$$

Dans ces deux cas, le milieu M se déplace comme un point matériel pesant isolé sur la courbe (PUISEUX, *Journal de Liouville*, t. VIII).

Les deux formes de φ que nous venons de considérer sont d'ailleurs les seules qui jouissent de cette propriété. En effet, si l'équation du mouvement doit être indépendant de l, on doit avoir

$$\frac{\varphi(\sigma+l)-\varphi(\sigma-l)}{2l} = \Psi(\sigma).$$

Chassons les dénominateurs et prenons les dérivées secondes par rapport à l des deux membres, nous avons

$$\varphi''(\sigma+l)-\varphi''(\sigma-l) = 0$$

quels que soient σ et l; il en résulte que la fonction $\varphi''(s)$ doit être indépendante de s,

$$\varphi''(s) = k.$$

Si k est nul, on en tire

$$\varphi(s) = \alpha(s-s_0);$$

c'est le cas de l'hélice.

Si $k \neq 0$, on doit avoir

$$\varphi(s) = k(s-s_0)^2 + C,$$

équation qui caractérise une cycloïde.

La courbe qui porte la chaîne peut être formée de plusieurs parties géométriquement distinctes. Supposons-la formée d'une horizontale Ox et d'une verticale descendante OU. Nous avons vu que l'équation du mouvement peut s'écrire

$$\frac{d^2\sigma}{dt^2} = -g\frac{(z_1-z_0)}{2l}.$$

Si la chaîne est tout entière sur la partie horizontale Ox, son mouvement sera uniforme puisque l'on aura $z_1 = z_0 = 0$ (*fig.* 197 *bis*), et, par conséquent,

$$\frac{d^2\sigma}{dt^2} = 0.$$

Si l'une des extrémités de la chaîne a déjà dépassé le point O et en est à une distance $OB = u$, on a, en comptant σ à partir de O dans le sens AOB,

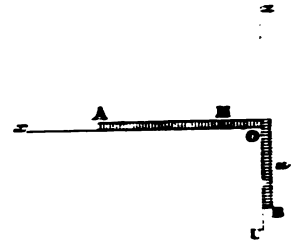
$$z_0 = 0, \qquad z_1 = -u, \qquad \sigma = u - l,$$

et, par conséquent,

$$\frac{d^2 u}{dt^2} = \frac{g}{2l} u:$$

le point B se déplace donc comme s'il était repoussé par O proportionnellement à la distance. Cette dernière équation n'est valable que tant que A

Fig. 197 *bis*.



est supporté par la partie horizontale; lorsque A aura atteint O, la chaîne tombera librement d'un mouvement uniformément accéléré.

Calcul de la tension. — Considérons une portion Am de la chaîne terminée au point m tel que arc M$m = \lambda$, on peut considérer le système qu'elle constitue comme se déplaçant sous l'action des poids de ses divers éléments, des réactions de la courbe et de la tension T au point m comptée positivement dans le sens AB (voir *fig.* 197).

Si l'on applique le théorème des forces vives au mouvement de cette portion de chaîne Am, on trouve

$$d\left[\frac{l+\lambda}{2}\rho\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)^2\right] = \mathrm{T}\,d\sigma - \rho g\,d\sigma(z'-z_0),$$

en évaluant les travaux des poids comme précédemment, remarquant que le travail de T est T$d\sigma$ et appelant z' l'ordonnée du point m.

Divisons par dt et effectuons les différentiations, il vient, après suppression du facteur $\frac{d\sigma}{dt}$,

$$\mathrm{T} = (l+\lambda)\rho\frac{d^2\sigma}{dt^2} + g\rho[\varphi(\sigma+\lambda) - \varphi(\sigma-l)].$$

Remplaçons $\frac{d^2\sigma}{dt^2}$ par sa valeur, nous aurons, tous calculs faits,

$$\mathrm{T} = \frac{\rho g}{2l}[2l\varphi(\sigma+\lambda) - (l+\lambda)\varphi(\sigma+l) - (l-\lambda)\varphi(\sigma-l)].$$

Si l'on applique cette formule au cas de l'hélice, on voit immédiatement que T est toujours nul; par conséquent, chacun des points de la chaîne

se déplace comme s'il était isolé. Il peut se faire qu'on trouve pour T une valeur négative; dans ce cas, la chaîne se replierait sur elle-même, car un élément $\delta\lambda$ subirait une pression et non une tension. Pour que le mouvement fût réalisable dans tous les cas, il faudrait supposer la chaîne formée par une sorte de chapelet de petites sphères enfilées sur un fil flexible et glissant dans un tube de même rayon. Alors, si T est positif en un point, le fil y est tendu; si T est négatif, les sphères contiguës pressent l'une sur l'autre. On vérifiera que, dans le cas de la cycloïde, il y a toujours compression.

348. Mouvement d'une vis mobile sans frottement dans un écrou fixe. — Dans ce mouvement tous les points du solide mobile décrivent des hélices *de même pas h*, et avancent de $\frac{h}{2\pi}\theta$ quand la vis tourne de l'angle θ.

Le système étant à liaisons complètes, le théorème des forces vives nous donnera le mouvement.

Prenons l'axe de la vis pour axe des z. Le système constitué par la vis est soumis à des forces données $F_1, F_2, \ldots, F_n$ et aux réactions de l'écrou, qui sont partout normales à la surface de la vis puisqu'il n'y a pas de frottement.

Soient r, θ, z les coordonnées semi-polaires d'un point quelconque du système, et z_0 la hauteur de ce point au-dessus du plan xOy quand l'angle θ est nul; les coordonnées cartésiennes de ce point sont à un instant quelconque

$$x = r\cos\theta, \qquad y = r\sin\theta, \qquad z = z_0 + \frac{h}{2\pi}\theta;$$

la vitesse de ce point a donc pour projections

$$\frac{dx}{dt} = -r\sin\theta\,\frac{d\theta}{dt}, \qquad \frac{dy}{dt} = r\cos\theta\,\frac{d\theta}{dt}, \qquad \frac{dz}{dt} = \frac{h}{2\pi}\frac{d\theta}{dt},$$

quantités que nous écrirons, en introduisant la vitesse angulaire $\omega = \frac{d\theta}{dt}$,

$$\frac{dx}{dt} = -\omega y, \qquad \frac{dy}{dt} = \omega x, \qquad \frac{dz}{dt} = \frac{h}{2\pi}\omega;$$

on a donc pour le carré de la vitesse

$$v^2 = \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2 = \omega^2\left(x^2 + y^2 + \frac{h^2}{4\pi^2}\right) = \omega^2 r^2 + \omega^2\frac{h^2}{4\pi^2}.$$

Multipliant par m et faisant la somme pour tous les points du corps, nous aurons pour expression de la force vive totale

$$\omega^2\sum m r^2 + \omega^2\frac{h^2}{4\pi^2}\sum m,$$

c'est-à-dire

$$M\left(k^2+\frac{h^2}{4\pi^2}\right)\omega^2.$$

L'équation des forces vives est ainsi

$$\frac{d}{dt}\left[\frac{1}{2}M\left(k^2+\frac{h^2}{4\pi^2}\right)\omega^2\right]=\sum\left(X\frac{dx}{dt}+Y\frac{dy}{dt}+Z\frac{dz}{dt}\right),$$

le signe Σ se rapportant aux forces données $F_1, \ldots, F_n$, car les travaux des réactions sont nuls. En remplaçant dans le second membre $\frac{dx}{dt}, \frac{dy}{dt}, \frac{dz}{dt}$ par les valeurs trouvées plus haut, ce second membre devient

$$\omega\left[\Sigma(xY-yX)+\frac{h}{2\pi}\Sigma Z\right];$$

mais $\Sigma(xY-yX)$ est la somme des moments des forces données par rapport à Oz; c'est donc la projection N sur cet axe du couple résultant de la réduction des forces données à l'origine; quant à ΣZ, c'est la projection $\mathfrak{Z}$ de la résultante générale sur le même axe. L'équation des forces vives peut donc s'écrire

$$(1)\qquad \frac{d}{dt}\left[\frac{1}{2}M\left(k^2+\frac{h^2}{4\pi^2}\right)\omega^2\right]=\omega\left(N+\frac{h}{2\pi}\mathfrak{Z}\right);$$

en effectuant la différentiation, cette équation prendra la forme

$$(2)\qquad M\left(k^2+\frac{h^2}{4\pi^2}\right)\frac{d\omega}{dt}=N+\frac{h}{2\pi}\mathfrak{Z}.$$

Si les forces extérieures F satisfont à la relation

$$N+\frac{h}{2\pi}\mathfrak{Z}=0,$$

l'équation ci-dessus donne

$$\frac{d\omega}{dt}=0$$

et le mouvement est uniforme.

Dans le cas général, les forces peuvent être réduites à un *torseur*, c'est-à-dire à une force AR et à un couple AG dirigé suivant la même droite; R est l'intensité et $p=\frac{G}{R}$ la flèche de ce torseur. Désignons par δ la plus courte distance des droites R et Oz, et par α leur angle, nous aurons, en effectuant la réduction à l'origine,

$$\mathfrak{Z}=R\cos\alpha,\qquad N=G\cos\alpha+R\delta\sin\alpha,$$

puisque N doit être la somme des moments par rapport à Oz de la force R et des deux forces qui constituent le couple G.

Le mouvement de la vis se réduit à une translation et à une rotation dirigées selon Oz, et forme ce qu'on peut appeler, avec Ball, une *torsion* dont l'intensité serait ω, et la flèche $p' = \frac{h}{2\pi}$. Avec ces notations, l'équation des forces vives prise sous la forme (1) devient

$$d\frac{1}{2}\left[M\left(k^2 + \frac{h^2}{4\pi^2}\right)\omega^2\right] = R\omega[(p+p')\cos\alpha + \delta\sin\alpha]\,dt.$$

On voit donc que l'expression de la somme des travaux élémentaires des forces données est symétrique par rapport au *torseur* et à la *torsion*.

349. Application au problème des trois corps. — Nous appliquerons les théorèmes généraux au problème suivant : Trouver le mouvement de trois points matériels entièrement libres, s'attirant suivant la loi de Newton.

Désignons par r_{12}, r_{23}, r_{31} les distances respectives des points M_1, M_2, M_3 données. Les actions mutuelles de ces points ont respectivement pour valeurs

$$\frac{-fm_1m_2}{r_{12}^2}, \qquad \frac{-fm_2m_3}{r_{23}^2}, \qquad \frac{-fm_3m_1}{r_{31}^2}.$$

Comme le système n'est soumis à aucune force extérieure, le mouvement de son centre de gravité est rectiligne et uniforme, ce qui donne trois équations finies du mouvement. Pour la même raison, on peut appliquer le théorème des aires par rapport aux trois plans coordonnés, ce qui donne trois intégrales premières. On peut enfin en obtenir une dernière par le théorème des forces vives.

La force vive totale du système est en effet

$$m_1v_1^2 + m_2v_2^2 + m_3v_3^2;$$

d'autre part, la somme des travaux élémentaires des actions mutuelles est, d'après ce que nous avons vu,

$$-\frac{fm_1m_2}{r_{12}^2}dr_{12} - \frac{fm_2m_3}{r_{23}^2}dr_{23} - \frac{fm_3m_1}{r_{31}^2}dr_{31}:$$

c'est la différentielle exacte de

$$\frac{fm_1m_2}{r_{12}} + \frac{fm_2m_3}{r_{23}} + \frac{fm_3m_1}{r_{31}};$$

on est donc dans le cas d'une fonction de forces, et l'on a

$$\frac{m_1v_1^2 + m_2v_2^2 + m_3v_3^2}{2} = \left(\frac{fm_1m_2}{r_{12}} + \frac{fm_2m_3}{r_{23}} + \frac{fm_3m_1}{r_{31}}\right) + h.$$

Bruns a démontré (*Acta mathematica*, t. XI) que les intégrales ainsi obtenues sont les seules qui soient algébriques par rapport aux coordonnées des corps et à leurs dérivées premières; M. Poincaré (*ibid.*, t. XIII) a établi que le problème des trois corps ne comporte, en dehors des intégrales ci-dessus, aucune intégrale analytique et uniforme. Enfin, M. Painlevé (Mémoire couronné, *Comptes rendus*, 17 décembre 1894) a démontré qu'il ne peut pas exister d'autre intégrale qui soit algébrique seulement par rapport aux dérivées premières.

350. Théorème des forces vives dans le mouvement relatif autour du centre de gravité. — De même que le théorème des moments de quantités de mouvement, le théorème des forces vives s'applique au mouvement relatif du système par rapport à des axes de directions fixes passant par le centre de gravité.

Comme dans le théorème que nous venons de rappeler, nous désignerons par ξ, η, ζ les coordonnées du centre de gravité, et par x', y', z' les nouvelles coordonnées du point x, y, z, par rapport à des axes Gx', Gy', Gz', parallèles aux axes fixes et menés par le centre de gravité G.

Les formules de transformation

$$x = x' + \xi, \qquad y = y' + \eta, \qquad z = z' + \zeta$$

nous donnent pour le carré de la vitesse absolue du point m

$$\begin{aligned} v^2 &= \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2 = \left(\frac{dx' + d\xi}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy' + d\eta}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz' + d\zeta}{dt}\right)^2 \\ &= \left(\frac{dx'}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy'}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz'}{dt}\right)^2 + \left(\frac{d\xi}{dt}\right)^2 + \left(\frac{d\eta}{dt}\right)^2 \\ &\qquad + \left(\frac{d\zeta}{dt}\right)^2 + \frac{2\,dx'}{dt}\frac{d\xi}{dt} + \frac{2\,dy'}{dt}\frac{d\eta}{dt} + \frac{2\,dz'}{dt}\frac{d\zeta}{dt}, \end{aligned}$$

ou, en désignant par V la vitesse du centre de gravité, et par v' la vitesse relative du point M

$$v^2 = V^2 + v'^2 + 2\frac{dx'}{dt}\frac{d\xi}{dt} + 2\frac{dy'}{dt}\frac{d\eta}{dt} + 2\frac{dz'}{dt}\frac{d\zeta}{dt};$$

multiplions cette équation par m et ajoutons membre à membre toutes les équations analogues, nous aurons

$$\sum m v^2 = MV^2 + \sum m v'^2 + 2\frac{d\xi}{dt}\sum m\frac{dx'}{dt} + 2\frac{d\eta}{dt}\sum m\frac{dy'}{dt} + 2\frac{d\zeta}{dt}\sum m\frac{dz'}{dt},$$

les coefficients de $\frac{d\xi}{dt}, \frac{d\eta}{dt}, \frac{d\zeta}{dt}$ sont nuls en vertu des conditions

$$\Sigma m x' = 0, \qquad \Sigma m y' = 0, \qquad \Sigma m z' = 0,$$

qui expriment que l'origine des axes mobiles est le centre de gravité. Nous arrivons ainsi à l'équation

$$\Sigma m v^2 = MV^2 + \Sigma m v'^2,$$

ce qui démontre le théorème suivant :

Théorème de Koenig. — *La force vive d'un système est égale à la force vive qu'aurait la masse totale concentrée au centre de gravité, augmentée de la force vive du système dans le mouvement relatif par rapport à des axes de directions fixes menés par le centre de gravité.*

Transformons de même l'expression de la somme des travaux élémentaires des forces appliquées au système, nous avons

$$\begin{aligned}\Sigma \mathfrak{T} &= \Sigma\Sigma(X_i dx + Y_i dy + Z_i dz) + \Sigma\Sigma(X_e dx + Y_e dy + Z_e dz) \\ &= \Sigma\Sigma(X_i dx' + Y_i dy' + Z_i dz') + \Sigma\Sigma(X_e dx' + Y_e dy' + Z_e dz') \\ &\quad + d\xi \left\{ \Sigma\Sigma X_i + \Sigma\Sigma X_e \right\} + d\eta \left\{ \Sigma\Sigma Y_i + \Sigma\Sigma Y_e \right\} + d\zeta \left\{ \Sigma\Sigma Z_i + \Sigma\Sigma Z_e \right\}.\end{aligned}$$

Or, les sommes $\Sigma\Sigma X_i$, $\Sigma\Sigma Y_i$, $\Sigma\Sigma Z_i$ sont nulles en vertu du principe de l'égalité de l'action et de la réaction ; puis on a

$$d\frac{MV^2}{2} = d\xi\,\Sigma\Sigma X_e + d\eta\,\Sigma\Sigma Y_e + d\zeta\,\Sigma\Sigma Z_e,$$

équation que l'on obtient en effectuant la combinaison des forces vives sur les équations du mouvement du centre de gravité. Il nous reste alors

$$\sum \mathfrak{T} = d\frac{MV^2}{2} + \Sigma\Sigma(X_i dx' + Y_i dy' + Z_i dz') + \Sigma\Sigma(X_e dx' + Y_e dy' + Z_e dz').$$

Revenant à l'équation des forces vives

$$d\sum \frac{m v^2}{2} = \sum \mathfrak{T}$$

et remplaçant les deux membres par les valeurs que nous venons de trouver, nous arrivons à l'équation

$$d\sum\frac{mv'^2}{2}=\Sigma\Sigma(X_i\,dx'+Y_i\,dy'+Z_i\,dz')+\Sigma\Sigma(X_e\,dx'+Y_e\,dy'+Z_e\,dz').$$

Cette équation est composée avec les vitesses et les déplacements relatifs, comme l'équation des forces vives avec les vitesses et les déplacements absolus. Le théorème est donc démontré.

La somme des travaux élémentaires des forces intérieures ne dépendant que des variations des distances mutuelles des points est, dans les deux équations, égale à $\Sigma F_{j,k}\,dr_{j,k}$; mais la somme des travaux des forces extérieures n'est pas la même dans les deux équations.

Exemple. — *Système pesant dans le vide.* — Quand on lance dans le vide un système pesant quelconque libre, le centre de gravité du système décrit une parabole. Menons, par le centre de gravité, des axes de directions fixes, Gz' étant la verticale ascendante : le théorème des forces vives s'applique au mouvement relatif du système par rapport à ces axes. Les seules forces extérieures étant les poids, les projections du poids d'un point m sur les axes mobiles sont o, o, $-mg$. On a donc

$$d\frac{\Sigma mv'^2}{2}=-\sum mg\,dz'+\sum F_{j,k}\,dr_{j,k}.$$

Mais, l'origine étant le centre de gravité, les sommes $\Sigma mz'$, $\Sigma m\,dz'$ sont nulles; donc

$$d\frac{\Sigma mv'^2}{2}=\sum F_{j,k}\,dr_{j,k}.$$

La force vive dans le mouvement relatif par rapport aux axes Gx', Gy', Gz' ne varie donc que par l'action des forces intérieures. Si le système est un corps solide, la force vive relative est constante.

351. Remarques de Jacobi sur un système de points libres sollicités par des forces dérivant d'une fonction des forces homogène par rapport aux coordonnées des points. — Soit

$$U(x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2, \ldots, x_n, y_n, z_n)$$

une fonction homogène et de degré k par rapport aux coordonnées : on a l'identité

$$(1)\qquad x_1\frac{\partial U}{\partial x_1}+y_1\frac{\partial U}{\partial y_1}+z_1\frac{\partial U}{\partial z_1}+x_2\frac{\partial U}{\partial x_2}+\ldots+z_n\frac{\partial U}{\partial z_n}=kU.$$

Les équations du mouvement d'un point x_i, y_i, z_i du système sont, puisque ce point est supposé libre et sollicité par une force dérivant de la fonction U,

$$(2)\qquad m_i\frac{d^2x_i}{dt^2}=\frac{\partial U}{\partial x_i},\qquad m_i\frac{d^2y_i}{dt^2}=\frac{\partial U}{\partial y_i},\qquad m_i\frac{d^2z_i}{dt^2}=\frac{\partial U}{\partial z_i}.$$

L'intégrale des forces vives donne d'abord

$$(3)\qquad \sum m_i\left[\left(\frac{dx_i}{dt}\right)^2+\left(\frac{dy_i}{dt}\right)^2+\frac{dz_i}{dt}\right)^2\Bigg]=2U+2h;$$

puis, en multipliant les équations du mouvement (2) par x_i, y_i, z_i, les ajoutant membre à membre et faisant la somme de toutes les équations ainsi obtenues, on a

$$(4)\qquad \sum m_i\left(x_i\frac{d^2x_i}{dt^2}+y_i\frac{d^2y_i}{dt^2}+z_i\frac{d^2z_i}{dt^2}\right)=kU,$$

en vertu de l'identité (1). Ajoutant membre à membre les équations (3) et (4), nous aurons une équation qu'on peut évidemment écrire

$$\frac{d}{dt}\sum m_i\left(x_i\frac{dx_i}{dt}+y_i\frac{dy_i}{dt}+z_i\frac{dz_i}{dt}\right)=(k+2)U+2h,$$

ou en appelant r_i la distance du point m_i à l'origine, $r_i^2=x_i^2+y_i^2+z_i^2$, et remarquant que la parenthèse est $\frac{1}{2}\frac{dr_i^2}{dt}$,

$$(5)\qquad \frac{d^2(\Sigma m_i r_i^2)}{dt^2}=(2k+4)U+4h,$$

ce qui donne une forme remarquable de l'équation des forces vives dans le cas supposé. On peut remarquer que la quantité $\sum m_i r_i^2$ est le moment d'inertie du système de points matériels par rapport au point O. Si l'on supposait, à titre d'application, que la fonction U est de degré -2 par rapport aux coordonnées, on aurait $k=-2$, et, par suite,

$$\frac{d^2(\Sigma m_i r_i^2)}{ds^2}=4h,$$

$$\sum m_i r_i^2=2ht^2+h_1t+h_2.$$

Faisons maintenant une nouvelle hypothèse et supposons que le système n'est sollicité par aucune force extérieure et que les actions mutuelles des points m_i et m_j associés deux à deux soient fonctions de leur distances $r_{i,j}$. Alors il existe une fonction des forces U dépendant uniquement de ces distances, comme, par exemple, dans le problème des trois corps : cette fonc-

tion U est toujours supposée homogène et de degré k par rapport aux coordonnées.

Dans ce cas, comme il n'y a pas de forces extérieures, le centre de gravité G est animé d'un mouvement rectiligne uniforme, et la vitesse V de ce point est constante. Appelons ρ_i la distance du point m_i au centre de gravité, nous avons vu dans la théorie des moments d'inertie que l'on a

$$(6) \qquad \sum m_i r_i^2 = \sum m_i \rho_i^2 + M.\overline{OG}^2.$$

D'autre part $\overline{OG}^2$ a pour expression, si l'on appelle ξ, η, ζ les coordonnées de G par rapport aux axes fixes Ox, Oy, Oz,

$$\overline{OG}^2 = \xi^2 + \eta^2 + \zeta^2,$$

$$(7) \qquad \frac{d^2\overline{OG}^2}{dt^2} = 2\left(\xi\frac{d^2\xi}{dt^2} + \eta\frac{d^2\eta}{dt^2} + \zeta\frac{d^2\zeta}{dt^2} + V^2\right) = 2V^2,$$

car, comme il n'y a pas de forces extérieures, $\frac{d^2\xi}{dt^2}$, $\frac{d^2\eta}{dt^2}$, $\frac{d^2\zeta}{dt^2}$ sont nuls.

Portant cette valeur (6) dans l'équation établie plus haut (5) et tenant compte de (7), on a enfin

$$(8) \qquad \frac{d^2(\Sigma m_i \rho_i^2)}{dt^2} = (2k+4)U + 4h - 2MV^2 = (2k+4)U + 4h',$$

h' désignant une nouvelle constante qui n'est autre chose que la constante des forces vives dans l'intégrale des forces vives appliquée au mouvement relatif autour du centre de gravité. En effet, l'équation

$$\sum mv^2 = 2U + 2h,$$

dans laquelle on fait (théorème de Kœnig)

$$\sum mv^2 = MV^2 + \sum mv'^2,$$

donne

$$\sum mv'^2 = 2U + 2h - MV^2 = 2U + 2h'.$$

L'équation ainsi obtenue s'applique au mouvement du système solaire, car les seules forces agissant sur les points du système sont les attractions mutuelles suivant la loi de Newton. La fonction U est alors une fonction homogène des coordonnées de degré -1, comme nous l'avons remarqué déjà à propos du problème des trois corps.

Si l'attraction des corps du système solaire s'effectuait en raison inverse du cube de la distance, U serait une fonction homogène de degré -2. En

effet, l'action mutuelle de deux points m et m' étant alors $-\frac{fmm'}{r^3}$, le travail de l'action mutuelle serait $-\frac{fmm'}{r^3}dr$ et la fonction des forces $\sum\frac{fmm'}{2r^2}$. Dans ce cas le système solaire ne serait pas stable quant aux distances, car, k étant égal à -2, l'équation (8) donnerait

$$\frac{d^2\Sigma m_i\rho_i^2}{dt^2}=4h', \qquad \sum m_i\rho_i^2=2h't^2+h''t+h'''.$$

Dans la suite des temps $\sum m_i\rho_i^2$ deviendrait donc infinie et un au moins des corps du système s'éloignerait indéfiniment du centre de gravité.

Revenons au système solaire pour lequel $k=-1$. Nous avons alors l'équation

$$\frac{d^2R}{dt^2}=2U+4h', \tag{9}$$

en posant, pour abréger, $R=\sum m_i\rho_i^2$. La fonction des forces U est alors essentiellement positive, car elle est égale à une somme de termes tels que $\frac{fmm'}{r}$, comme dans le problème des trois corps (349). On peut montrer que, si le système solaire est stable quant aux distances, c'est-à-dire si aucune des distances ρ_i ne croît indéfiniment dans la suite des temps, la constante h' est nécessairement négative. En effet, intégrons l'équation (9) entre les limites o et t : nous aurons

$$\frac{dR}{dt}-R'_0=\int_0^t(2U+4h')\,dt,$$

où R'_0 désigne la valeur de $\frac{dR}{dt}$ à l'instant $t=0$. La fonction U étant positive et non nulle dans l'intervalle o, t, appelons α sa plus petite valeur dans cet intervalle, nous aurons

$$\frac{dR}{dt}-R'_0>(2\alpha+4h')t;$$

intégrant de nouveau entre o et t et appelant R_0 la valeur initiale de R, il vient

$$R-R'_0t-R_0>(\alpha+2h')t^2,$$
$$R>(\alpha+2h')t^2+R'_0t+R_0.$$

Dans cette relation α est positif; si donc h' était positif aussi, le trinome du second membre augmenterait indéfiniment avec t; il en serait de même de R et l'une au moins des distances ρ_i deviendrait infinie. Donc, si le sys-

tème est stable, h' est négatif. Mais on peut aller plus loin et montrer que la valeur absolue de $2h'$ ne peut pas dépasser la plus grande valeur de U entre les limites o et t. Car s'il en était ainsi $(U + 2h')$ resterait, entre o et t, inférieur à une quantité négative $-\beta$, l'intégrale $\int_0^t (2U + 4h')\,dt$ serait inférieure à $-2\beta t$ et l'on aurait d'après (9)

$$\frac{dR}{dt} - R'_0 < -2\beta t;$$

d'où, en intégrant

$$R < -\beta t^2 + R'_0 t + R_0;$$

alors, t augmentant, R deviendrait négatif, ce qui est absurde, car R est une somme de carrés.

En résumé, si le système solaire est stable, $U + 2h'$ ne peut être ni constamment positif, ni constamment négatif : cette fonction doit être alternativement positive et négative, c'est-à-dire que U doit osciller de part et d'autre de $-2h'$. Le fait que la constante des forces vives h' dans le mouvement autour du centre de gravité doit être négative si les points du système solaire restent à des distances finies les uns des autres, se vérifie dans le problème des deux corps (235). Le mouvement relatif de chacun des deux corps autour du centre de gravité est, en effet, une ellipse si h' est négatif, une parabole ou une hyperbole si h' est nul ou positif (*voyez* JACOBI, *Vorlesungen über Dynamik, e* vierte Vorlesung).

IV. — ÉNERGIE.

352. **Système conservatif.** — Considérons un système dans lequel les forces intérieures (X_i, Y_i, Z_i) dépendent uniquement des positions des points et dérivent d'une fonction des forces $U_i(x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2, \ldots, x_n, y_n, z_n)$, que nous supposerons uniforme.

On a alors identiquement

$$\Sigma\Sigma(X_i dx + Y_i dy + Z_i dz) = dU_i.$$

Ce fait a lieu en particulier quand l'action mutuelle de deux points quelconques du système dépend uniquement de leur distance (341).

Quand cette fonction U_i existe, le système est dit *conservatif*.

Un tel système est caractérisé par ce fait que, lorsqu'il passe d'une configuration (C_1) à une configuration (C_2), le travail total

des forces intérieures est indépendant de la façon dont on amène le système de la première configuration à la dernière.

En effet, si U_i existe, la somme des travaux des forces intérieures, d'une configuration à l'autre, est

$$\mathfrak{T}_i = \int_{(C_1)}^{(C_2)} \Sigma\Sigma(X_i dx + Y_i dy + Z_i dz) = \int_{(C_1)}^{(C_2)} dU_i = (U_i)_2 - (U_i)_1,$$

$(U_i)_1$ et $(U_i)_2$ étant les valeurs de la fonction U_i correspondant aux deux configurations. Le travail $\mathfrak{T}_i$ ne dépend donc que des configurations initiale et finale (C_1) et (C_2).

Réciproquement, si le travail des forces intérieures ne dépend que de la configuration initiale et de la configuration finale, le système est *conservatif*, la fonction U_i existe. En effet, prenons une configuration initiale fixe (C_0) et soit (C) une configuration quelconque : par hypothèse, le travail $\mathfrak{T}_i$ des forces intérieures, quand le système passe de (C_0) à (C), ne dépend que de (C_0) et (C). Le travail $\mathfrak{T}_i$ varie seulement avec le choix de la configuration finale (C) : il est une fonction des coordonnées $x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2, \ldots, x_n, y_n, z_n$ des points du système dans cette configuration :

$$\mathfrak{T}_i = f(x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2, \ldots, x_n, y_n, z_n).$$

Si l'on fait passer le système de la position (C) à une configuration infiniment voisine correspondant aux coordonnées $x_1 + dx_1$, $y_1 + dy_1, \ldots, z_n + dz_n$, le travail $\mathfrak{T}_i$ des forces intérieures augmente de la quantité

$$d\mathfrak{T}_i = \Sigma\Sigma(X_i dx + Y_i dy + Z_i dz);$$

donc la somme des travaux élémentaires des forces intérieures est une différentielle totale exacte d'une fonction $\mathfrak{T}_i$ des coordonnées. Le système est conservatif.

353. Énergie potentielle. Signification mécanique. — La fonction des coordonnées $\Pi(x_1, y_1, z_1, x_2, \ldots, x_n, y_n, z_n) = -U_i + \text{const.}$ s'appelle *énergie potentielle du système*. Cette fonction n'est donc définie qu'à une constante près. Nous supposerons la constante choisie de façon que l'énergie potentielle Π s'annule dans une posi-

tion déterminée (C_0). Alors *la valeur* Π *de l'énergie potentielle du système, dans une configuration quelconque* (C), *est égale à la somme des travaux des forces intérieures quand le système passe de la configuration actuelle* (C) *à la configuration spéciale* (C_0) *dans laquelle* Π *est nulle.*

En effet, pour un déplacement infiniment petit du système, la somme $d\Sigma$ des travaux élémentaires des forces intérieures est

$$d\Sigma = dU = -d\Pi.$$

Donc, en appelant Σ_1 le travail des forces intérieures de la position actuelle (C) à la position (C_0),

$$\Sigma_1 = -\int_{(C)}^{(C_0)} d\Pi = \Pi - \Pi_0 = \Pi,$$

en Π_0 est supposé nul, ce qui démontre la proposition.

Le choix de la configuration spéciale (C_0), pour laquelle on considère l'énergie potentielle comme nulle, est arbitraire. Quand, pour toutes les configurations possibles du système, U est inférieur à U_0 maximum, et par suite

$$\Pi = -U_0 - \text{const.}$$

Ordinairement, on choisit ordinairement cette configuration spéciale comme la configuration (C_0), dans laquelle Π s'annule. Alors, pour toutes les autres configurations, Π est positif. Dans ce cas, la configuration (C_0) correspondant à un maximum de la fonction des forces U, est une position d'équilibre stable du système supposé soumis uniquement aux forces intérieures. Cela résulte d'un théorème que nous démontrerons plus loin et que nous admettons ici.

Si U admet plusieurs maxima, on choisit pour (C_0) la configuration qui donne le plus grand maximum.

354. Conservation de l'énergie. — D'après ces notations, le théorème des forces vives s'écrit (n° 339), en remplaçant

$$\Sigma\Sigma(X_i dx + Y_i dy + Z_i dz)$$

par sa valeur dU, ou $-d\Pi$,

$$d\left(\frac{\Sigma mv^2}{2} + \Pi\right) = \Sigma\Sigma(X_e dx + Y_e dy + Z_e dz).$$

Le premier membre $\frac{\Sigma mv^2}{2} + \Pi$ est l'*énergie totale du système*. Les deux termes qui le composent sont de nature différente : le premier $\frac{\Sigma mv^2}{2}$ dépend seulement des vitesses des différents points et non de leurs positions : on l'appelle *énergie cinétique* ou *actuelle* du système ; le second Π dépend uniquement de la position du système et non des vitesses : c'est l'*énergie potentielle*.

L'équation ci-dessus s'énonce ainsi : *la variation infiniment petite de l'énergie totale est égale à la somme des travaux élémentaires des forces extérieures*.

Si l'on intègre les deux membres de l'équation (1) d'un instant t_1 à un instant t, on a

$$(2)\quad \left(\frac{\Sigma mv^2}{2} + \Pi\right) - \left(\frac{\Sigma mv^2}{2} + \Pi\right)_1 = \int_{t_1}^{t} \Sigma\Sigma(X_e dx + Y_e dy + Z_e dz),$$

que nous écrirons

$$\mathcal{E} - \mathcal{E}_1 = \mathfrak{T}_e.$$

La variation de l'énergie, dans un intervalle de temps fini, est donc égale à la somme des travaux des forces extérieures pendant cet intervalle.

En particulier, *si le système n'est sollicité par aucune force extérieure, son énergie reste constante*

$$\frac{\Sigma mv^2}{2} - \Pi = \left(\frac{\Sigma mv^2}{2} + \Pi\right)_1, \qquad \mathcal{E} = \mathcal{E}_1;$$

c'est là le principe de la *conservation de l'énergie*. Ainsi, quand le système se déplace, sans qu'aucune force extérieure agisse, l'énergie cinétique et l'énergie potentielle varient, mais leur somme reste constante. Ces deux sortes d'énergie, quoique de nature différente, se transforment l'une dans l'autre.

Remarque. — Supposons qu'on prenne pour unité de travail le kilogrammètre, l'énergie potentielle étant un travail (353) sera exprimée par un certain nombre de kilogrammètres ; l'énergie cinétique $\frac{\Sigma mv^2}{2}$ est aussi exprimée par un nombre qui représente des kilogrammètres (n° 343).

L'énergie totale est donc un certain nombre de kilogrammètres.

[illegible] de l'énergie totale. — S[illegible]

[illegible] X, Y, Z, [illegible] énergie [illegible]st

[illegible]

[illegible] *et égale et de sign[illegible]*
[illegible] *qu'il faudrait [illegible]*
[illegible] *de l'état actuel [illegible]*
[illegible] *est nulle.*
[illegible] dans la position [illegible]

[illegible] Les forces extérieures n'[illegible]
[illegible] le travail est *négatif*, c'est-[illegible] travail aux corps extérieurs.
[illegible] d'abord une conséquence

[illegible] *agit mécaniquement au dehors*
[illegible] *et avec lui par les mêmes*
[illegible] *rigides*. Mais les forces exté-
[illegible] les actions X, Y, Z de ces
[illegible] le système réagit sur les corps
[illegible] des actions $-X$, $-Y$, $-Z$
[illegible] si un corps solide (A) (*fig.* 198)

[illegible]

[illegible]

[illegible] S' en M, il exerce sur le sys-
[illegible] inversement, le système exerce

sur le corps une action F'_e égale et opposée. Quand le système se déplace, les deux forces égales et opposées, F_e et F'_e, appliquées à des points matériels placés en M et subissant le même déplacement, produisent des travaux égaux et de signes contraires. Donc la somme $\mathfrak{T}_e$ des travaux de toutes les forces extérieures appliquées au système est alors égale et de signe contraire à la somme $\mathfrak{T}'_e$ des travaux des actions exercées par le système sur les corps solides en contact avec lui

$$\mathfrak{T}_e = -\mathfrak{T}'_e.$$

Le travail $\mathfrak{T}'_e$ des actions exercées par le système sur les corps extérieurs en contact est le travail extérieur *produit* ou *accompli* par le système, travail qui peut d'ailleurs être positif ou négatif.

En considérant le mouvement du système de l'instant t_1 à l'instant t, nous avons trouvé que la variation $\mathcal{E} - \mathcal{E}_1$ de l'énergie est égale à la somme $\mathfrak{T}_e$ des travaux des forces extérieures. On a donc aussi

$$\mathcal{E}_1 - \mathcal{E} = \mathfrak{T}'_e.$$

Donc, *si le système n'agit mécaniquement au dehors que par des corps solides en contact avec lui ou reliés à lui par des liens rigides, l'énergie perdue est égale au travail produit par le système sur les corps extérieurs.*

En particulier, supposons que le système passe de l'état actuel, où son énergie totale est $\mathcal{E}_1$, à cet état final particulier où son énergie totale $\mathcal{E}$ est nulle, c'est-à-dire où le système est immobile dans la configuration spéciale (C_0) pour laquelle Π est nulle. Alors l'équation devient

$$\mathcal{E}_1 = \mathfrak{T}'_e.$$

L'énergie que possède le système est donc égale au travail extérieur qu'il peut fournir de la manière indiquée, quand il passe à l'état dans lequel son énergie est nulle. Comme l'énergie $\frac{\Sigma mv^2}{2} + \Pi$ est essentiellement positive et a pour minimum zéro, le travail extérieur fourni ainsi par le système, quand il passe de l'état actuel à l'état spécial où son énergie est nulle, est le plus grand qu'il puisse fournir.

D'après cela on peut énoncer les propositions suivantes que

355. Signification mécanique de l'énergie totale. — Soit $\mathcal{E}_1$ l'énergie du système à un instant t_1; si aucune force extérieure n'agissait sur le système, il conserverait indéfiniment cette énergie $\mathcal{E}_1$. Faisons agir sur lui des forces extérieures (X_e, Y_e, Z_e), de façon à le faire passer de l'état actuel à l'état final, où son énergie $\mathcal{E}$ est *nulle*. La formule (2) nous donnera

$$\mathcal{E}_1 = -\mathfrak{T}_e.$$

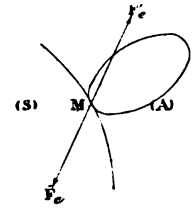
Donc l'énergie totale du système est égale et de signe contraire au travail des forces extérieures, qu'il faudrait faire agir sur le système, pour le ramener de l'état actuel à l'état spécial pour lequel l'énergie totale est nulle.

Cet état spécial est l'immobilité ($v = 0$) dans la position spéciale (C_0) où Π est nul.

Comme $\mathcal{E}_1$ est positif, le travail $\mathfrak{T}_e$ des forces extérieures nécessaires pour réaliser la transformation demandée est *négatif*, c'est-à-dire que le système fournit alors du travail aux corps extérieurs. Pour préciser ce point, tirons tout d'abord une conséquence immédiate de l'équation (2).

Supposons que *le système n'agit mécaniquement au dehors que par des corps solides en contact avec lui par les mêmes points ou liés à lui par des liens rigides*. Alors les forces extérieures appliquées au système sont les actions (X_e, Y_e, Z_e) de ces corps solides sur lui; évidemment le système réagit sur les corps solides extérieurs et exerce sur eux des actions $(-X_e, -Y_e, -Z_e)$ égales et opposées. Par exemple, si un corps solide (A) (*fig.* 198)

Fig. 198.



est en contact avec le système (S) en M, il exerce sur le système une force extérieure F_e : inversement, le système exerce

sur le corps une action F'_e égale et opposée. Quand le système se déplace, les deux forces égales et opposées, F_e et F'_e, appliquées à des points matériels placés en M et subissant le même déplacement, produisent des travaux égaux et de signes contraires. Donc la somme $\mathfrak{T}_e$ des travaux de toutes les forces extérieures appliquées au système est alors égale et de signe contraire à la somme $\mathfrak{T}'_e$ des travaux des actions exercées par le système sur les corps solides en contact avec lui

$$\mathfrak{T}_e = -\mathfrak{T}'_e.$$

Le travail $\mathfrak{T}'_e$ des actions exercées par le système sur les corps extérieurs en contact est le travail extérieur *produit* ou *accompli* par le système, travail qui peut d'ailleurs être positif ou négatif.

En considérant le mouvement du système de l'instant t_1 à l'instant t, nous avons trouvé que la variation $\mathcal{E} - \mathcal{E}_1$ de l'énergie est égale à la somme $\mathfrak{T}_e$ des travaux des forces extérieures. On a donc aussi

$$\mathcal{E}_1 - \mathcal{E} = \mathfrak{T}'_e.$$

Donc, *si le système n'agit mécaniquement au dehors que par des corps solides en contact avec lui ou reliés à lui par des liens rigides, l'énergie perdue est égale au travail produit par le système sur les corps extérieurs.*

En particulier, supposons que le système passe de l'état actuel, où son énergie totale est $\mathcal{E}_1$, à cet état final particulier où son énergie totale $\mathcal{E}$ est nulle, c'est-à-dire où le système est immobile dans la configuration spéciale (C_0) pour laquelle Π est nulle. Alors l'équation devient

$$\mathcal{E}_1 = \mathfrak{T}'_e.$$

L'énergie que possède le système est donc égale au travail extérieur qu'il peut fournir de la manière indiquée, quand il passe à l'état dans lequel son énergie est nulle. Comme l'énergie $\frac{\Sigma mv^2}{2} + \Pi$ est essentiellement positive et a pour minimum zéro, le travail extérieur fourni ainsi par le système, quand il passe de l'état actuel à l'état spécial où son énergie est nulle, est le plus grand qu'il puisse fournir.

D'après cela on peut énoncer les propositions suivantes que

nous empruntons à un article de M. Maurice Lévy *Sur le principe de l'énergie* (Gauthier-Villars, 1888) :

L'énergie totale d'un système à un instant quelconque est le travail utile maximum qu'il est possible de se procurer en utilisant les vitesses acquises et les forces intérieures du système.

Dans cet énoncé on suppose, bien entendu, que le minimum de Π est zéro, comme nous l'avons expliqué plus haut.

L'énergie cinétique du système à un instant est le travail utile maximum qu'il est possible de se procurer en n'utilisant que les vitesses acquises à cet instant par les différents points du système, sans utiliser aucune des forces intérieures qui le sollicitent.

L'énergie potentielle à un instant est le travail utile maximum qu'il est possible de se procurer en n'utilisant que les forces intérieures du système, sans utiliser les vitesses acquises par ses points.

Lorsque des forces extérieures agissent sur un système, on dit qu'elles sont motrices quand elles tendent à accroître son énergie, et résistantes quand elles tendent à la diminuer.

356. **Exemples.** — 1° *Points matériels s'attirant proportionnellement à la distance.* Soit un système formé de deux points libres m et m' s'attirant proportionnellement à leur distance r. Leur action mutuelle est μr où $\mu > 0$, et le travail de cette action mutuelle est

$$-\mu r\,dr = d\left(-\frac{\mu r^2}{2}\right).$$

On a donc actuellement $U_i = -\frac{\mu r^2}{2}$. Cette fonction est toujours négative, excepté pour $r = 0$ où elle est nulle, et, par suite, maximum. Nous prendrons alors

$$\Pi = \frac{\mu r^2}{2}.$$

Cette énergie potentielle est toujours positive, excepté quand $r = 0$. La configuration spéciale (C_0) est donc ici celle qui consiste à mettre les deux points en contact. L'énergie cinétique est

$$\frac{mv^2 + m'v'^2}{2},$$

et l'énergie totale

$$\mathcal{E} = \frac{mv^2 + m'v'^2}{2} + \frac{\mu r^2}{2}.$$

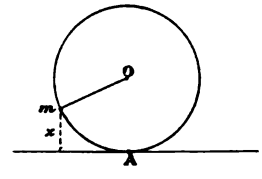
Supposons qu'à l'instant $t = 0$, les deux points soient immobiles et en contact : alors $\mathcal{E}_0 = 0$. Cet état persiste indéfiniment si aucune force extérieure n'agit. Prenons chaque point dans une main et séparons-les à une distance r_1, où nous les maintiendrons immobiles : il faut pour cela dépenser un certain travail $\mathfrak{T}'$; l'énergie potentielle devient $\frac{\mu r_1^2}{2}$, l'énergie cinétique sera nulle, et l'accroissement $\frac{\mu r_1^2}{2}$ de l'énergie totale est égale au travail extérieur dépensé. Puis, lançons les points avec des vitesses initiales v_1 et v'_1; il faut pour cela dépenser un certain travail $\mathfrak{T}''$, l'énergie potentielle est restée $\frac{\mu r_1^2}{2}$, l'énergie cinétique est devenue $\frac{mv_1^2 + m'v_1'^2}{2}$; l'énergie totale a augmenté de la quantité $\frac{mv_1^2 + m'v_1'^2}{2}$, égale au travail dépensé $\mathfrak{T}''$. Si ensuite le système est abandonné à lui-même, on aura constamment

$$\frac{mv^2 + m'v'^2}{2} + \frac{\mu r^2}{2} = \frac{mv_1^2 + m'v_1'^2}{2} + \frac{\mu r_1^2}{2} = \mathfrak{T}' + \mathfrak{T}''.$$

L'énergie totale restera constante et ne pourra changer que si une force extérieure agit. On pourrait utiliser cette énergie totale en faisant produire au système un travail extérieur jusqu'au moment où, les deux points étant de nouveau en contact et immobiles, l'énergie serait devenue nulle. Le travail que le système peut ainsi fournir est égal à son énergie, c'est-à-dire au travail $\mathfrak{T}' + \mathfrak{T}''$ qu'on a dépensé au début pour lui communiquer son énergie.

2° *Pendule.* Considérons le système formé par la Terre supposée immobile et un pendule simple de masse m. Appelons z la hauteur du pen-

Fig. 199.



dule au-dessus du point le plus bas A de la circonférence qu'il décrit. Les forces intérieures au système formé par la terre et le pendule sont le poids mg du pendule et une force égale et contraire appliquée au centre de la Terre. Si le pendule monte de dz, le travail du poids est $-mg\,dz$,

355. Signification mécanique de l'énergie totale. — Soit $\mathcal{E}_1$ l'énergie du système à un instant t_1 ; si aucune force extérieure n'agissait sur le système, il conserverait indéfiniment cette énergie $\mathcal{E}_1$. Faisons agir sur lui des forces extérieures (X_e, Y_e, Z_e), de façon à le faire passer de l'état actuel à l'état final, où son énergie $\mathcal{E}$ est *nulle*. La formule (2) nous donnera

$$\mathcal{E}_1 = -\mathfrak{T}_e.$$

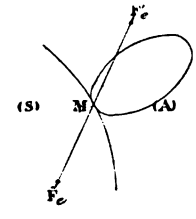
Donc l'énergie totale du système est égale et de signe contraire au travail des forces extérieures, qu'il faudrait faire agir sur le système, pour le ramener de l'état actuel à l'état spécial pour lequel l'énergie totale est nulle.

Cet état spécial est l'immobilité ($v = 0$) dans la position spéciale (C_0) où Π est nul.

Comme $\mathcal{E}_1$ est positif, le travail $\mathfrak{T}_e$ des forces extérieures nécessaires pour réaliser la transformation demandée est *négatif*, c'est-à-dire que le système fournit alors du travail aux corps extérieurs. Pour préciser ce point, tirons tout d'abord une conséquence immédiate de l'équation (2).

Supposons que *le système n'agit mécaniquement au dehors que par des corps solides en contact avec lui par les mêmes points ou liés à lui par des liens rigides*. Alors les forces extérieures appliquées au système sont les actions (X_e, Y_e, Z_e) de ces corps solides sur lui; évidemment le système réagit sur les corps solides extérieurs et exerce sur eux des actions $(-X_e, -Y_e, -Z_e)$ égales et opposées. Par exemple, si un corps solide (A) (*fig.* 198)

Fig. 198.



est en contact avec le système (S) en M, il exerce sur le système une force extérieure F_e : inversement, le système exerce

sur le corps une action F'_e égale et opposée. Quand le système se déplace, les deux forces égales et opposées, F_e et F'_e, appliquées à des points matériels placés en M et subissant le même déplacement, produisent des travaux égaux et de signes contraires. Donc la somme $\mathfrak{T}_e$ des travaux de toutes les forces extérieures appliquées au système est alors égale et de signe contraire à la somme $\mathfrak{T}'_e$ des travaux des actions exercées par le système sur les corps solides en contact avec lui

$$\mathfrak{T}_e = -\mathfrak{T}'_e.$$

Le travail $\mathfrak{T}'_e$ des actions exercées par le système sur les corps extérieurs en contact est le travail extérieur *produit* ou *accompli* par le système, travail qui peut d'ailleurs être positif ou négatif.

En considérant le mouvement du système de l'instant t_1 à l'instant t, nous avons trouvé que la variation $\mathcal{E} - \mathcal{E}_1$ de l'énergie est égale à la somme $\mathfrak{T}_e$ des travaux des forces extérieures. On a donc aussi

$$\mathcal{E}_1 - \mathcal{E} = \mathfrak{T}'_e.$$

Donc, *si le système n'agit mécaniquement au dehors que par des corps solides en contact avec lui ou reliés à lui par des liens rigides, l'énergie perdue est égale au travail produit par le système sur les corps extérieurs.*

En particulier, supposons que le système passe de l'état actuel, où son énergie totale est $\mathcal{E}_1$, à cet état final particulier où son énergie totale $\mathcal{E}$ est nulle, c'est-à-dire où le système est immobile dans la configuration spéciale (C_0) pour laquelle Π est nulle. Alors l'équation devient

$$\mathcal{E}_1 = \mathfrak{T}'_e.$$

L'énergie que possède le système est donc égale au travail extérieur qu'il peut fournir de la manière indiquée, quand il passe à l'état dans lequel son énergie est nulle. Comme l'énergie $\frac{\Sigma mv^2}{2} + \Pi$ est essentiellement positive et a pour minimum zéro, le travail extérieur fourni ainsi par le système, quand il passe de l'état actuel à l'état spécial où son énergie est nulle, est le plus grand qu'il puisse fournir.

D'après cela on peut énoncer les propositions suivantes que

rait aussi $-\mathfrak{T}_e^{(1)}$ pour le travail des forces extérieures quand le système revient de (C) à (C_0) par la suite des positions ($P^{(1)}$).

Il est absurde de supposer $\mathfrak{T}_i^{(1)}$ différent de $\mathfrak{T}_i$. En effet, supposons par exemple, $\mathfrak{T}_i^{(1)} < \mathfrak{T}_i$, alors $\mathfrak{T}_e^{(1)} > \mathfrak{T}_e$. Donc, en amenant d'abord le système de (C_0) à (C) par la suite des positions (P), on aurait à dépenser un travail $\mathfrak{T}_e$, puis, en le laissant revenir de (C) à (C_0) par la suite des positions ($P^{(1)}$), les forces extérieures accompliraient un travail $-\mathfrak{T}_e^{(1)}$, c'est-à-dire que le système serait capable de produire à l'extérieur sur des corps solides au contact, un travail $\mathfrak{T}_e^{(1)}$ *supérieur à celui* $\mathfrak{T}_e$ *qui a été dépensé*. On aurait donc ramené le système dans son état initial et l'on aurait créé du travail. En recommençant la même opération, on arriverait à créer une quantité indéfinie de travail : ce qui doit être regardé comme impossible. Donc $\mathfrak{T}_i^{(1)} = \mathfrak{T}_i$, quelle que soit la suite des positions par lesquelles on passe d'une configuration à l'autre et le système est *conservatif*. Son énergie totale ne peut être modifiée que par des actions extérieures. On admet en Physique mathématique que les actions mutuelles des molécules ne dépendent que de leurs positions et même que de leurs distances : tous les systèmes de la nature doivent donc être *conservatifs*.

358. **Des frottements et des résistances.** — A première vue, il semble, au contraire, que les systèmes matériels ne sont pas conservatifs. Par exemple, il semble que, pour la plupart des systèmes, le travail extérieur nécessaire pour faire passer le système sans vitesse apparente initiale et finale d'une configuration à une autre, n'est pas le même que le travail restitué par le système quand il repasse de la deuxième à la première. Ainsi, si avec la main on comprime un ressort à boudin, et si la compression dépasse une certaine limite, le ressort ne reviendra pas tout seul à sa position primitive; il ne restitue donc qu'une fraction du travail extérieur dépensé; même pour le ramener à sa forme primitive, il faut ensuite exercer sur lui une traction, c'est-à-dire dépenser un nouveau travail.

Dans d'autres cas, un système en mouvement, sur lequel n'agit aucune force extérieure, finit par s'arrêter dans la position d'équilibre stable pour laquelle Π est nulle, de sorte que son énergie totale devient nulle en apparence et ne paraît pas rester constante. Tel serait le cas d'un pendule oscillant dans le vide : il finit par s'arrêter, quoique aucune force extérieure n'agisse sur le système formé par la Terre et le pendule.

D'après cela, il y a donc une perte apparente d'énergie; cette perte apparente est due, suivant les machines, aux frottements, à la viscosité des liquides, à l'élasticité imparfaite des solides, aux résistances provenant de l'induction électrique et de l'aimantation. Mais cette perte d'énergie est purement apparente, car, à côté des mouvements visibles dont s'occupe la Mécanique rationnelle, il existe des vibrations invisibles des molécules dont l'étude est faite en Physique mathématique, et qui constituent la chaleur, la lumière, l'électricité, etc.

Par exemple, tout frottement engendre de la chaleur, et l'expérience de

Joule a montré que le rapport de l'énergie disparue à la quantité de chaleur produite est une *constante*. Cette constante se nomme l'*équivalent mécanique de la chaleur;* elle est d'environ 424^{kgm}, c'est-à-dire qu'une calorie peut produire un travail de 424^{kgm}.

Dans certains cas, les résistances, le manque d'élasticité, etc., donnent naissance à de l'électricité, de la lumière, etc. Il faut alors concevoir le principe de la conservation de l'énergie de la façon suivante :

Dans un système isolé sur lequel n'agit aucune action extérieure ni mécanique, ni calorifique, etc., l'énergie totale est invariable, à condition de comprendre dans l'énergie cinétique, non seulement celle due aux vitesses visibles des points du système, mais aussi celle qui provient des mouvements invisibles ou stationnaires pouvant être dus à la chaleur, aux courants électriques, peut-être même au magnétisme, ou à l'électricité statique; à condition aussi de comprendre dans l'énergie potentielle non seulement l'énergie provenant des actions mécaniques sensibles que l'on considère ordinairement en Mécanique, mais aussi celle qui peut être due aux tensions électriques, aux affinités chimiques, etc.

En général, il existe une certaine incertitude pour qualifier les énergies autres que celles d'origine mécanique et même pour certaines de celles-ci. Ainsi, selon la théorie cinétique des gaz, les molécules d'un gaz, même en repos apparent, sont douées de mouvements stationnaires très rapides, d'où résultent des chocs répétés des molécules entre elles et sur les parois. Ce qui nous apparaît comme une pression statique serait le résultat de ces chocs. D'après cela, l'énergie due à la pression d'un gaz ne serait pas, dans son essence première, potentielle mais cinétique. De même pour l'énergie d'un aimant, on doit, si l'on admet la théorie d'Ampère, la regarder comme cinétique et, si l'on admet la théorie de Maxwell, la regarder comme potentielle.

Cette incertitude où l'on est relativement à la qualité de certaines énergies n'a aucun inconvénient pratique, car qu'une énergie soit potentielle ou cinétique, elle est toujours exprimée par un certain nombre de kilogrammètres et nous avons vu que ces deux espèces d'énergies peuvent se transformer l'une dans l'autre sans aucun gain ni perte. (*Voyez* MAURICE LÉVY, *Sur le principe de l'énergie*. Gauthier-Villars, 1888).

Nous n'insisterons pas davantage sur ces considérations qui servent, en particulier, de fondement à la Théorie mécanique de la chaleur. Nous renverrons, pour plus de détails, au Mémoire de M. Maurice Lévy, au Mémoire de M. Helmholtz : *Ueber die Erhaltung der Kraft* (1847), réimprimé à Leipzig en 1889, à l'Ouvrage de MM. Tait et Thomson, aux *Leçons synthétiques de Mécanique générale* de M. Boussinesq, et à l'Ouvrage de M. Hirn intitulé *La Cinétique moderne et le dynamisme de l'avenir*, publié par l'Académie royale de Belgique.

EXERCICES.

1. *Généralisation du théorème de Kœnig et du théorème des forces vives par rapport à des axes de directions fixes menés par le centre de gravité.* — Soient Ox, Oy, Oz trois axes rectangulaires fixes auxquels on rapporte un système matériel quelconque; $O'x'$, $O'y'$, $O'z'$ trois axes qui restent parallèles aux précédents, mais dont l'origine O' est animée d'un mouvement indéterminé.

I. Pour que l'équation des forces vives s'applique au mouvement relatif par rapport aux axes mobiles, il faut que les projections, sur la direction de l'accélération du point O', de la vitesse de O' et de la vitesse absolue du centre de gravité soient égales.

II. La condition pour que la force vive du système soit égale à la force vive de toute la masse concentrée à l'origine mobile, augmentée de la force vive due au mouvement relatif par rapport aux axes mobiles, est que la vitesse de cette origine soit égale à la projection, sur sa direction, de la vitesse absolue du centre de gravité (BONNET, *Mémoires de l'Académie de Montpellier,* section des Sciences, t. I, p. 142).

Corollaire relatif au cas où le système est un corps solide. — Si à un instant quelconque du mouvement d'un solide, on décrit un cylindre circulaire droit, dont la génératrice est parallèle à l'axe instantané de rotation et de glissement et dont la section droite a pour diamètre la perpendiculaire abaissée du centre de gravité sur cet axe, tout point A pris sur cette surface cylindrique jouit de la propriété énoncée dans le théorème de Kœnig : la force vive du solide à l'instant considéré est la somme de la force vive qu'aurait la masse totale concentrée en A et de la force vive du corps dans son mouvement autour de A. Il n'y a pas d'autres points du solide jouissant de cette propriété (CAUCHY, *Anciens Exercices,* p. 104; 1827; BONNET, *loc cit.;* GILBERT, *Comptes rendus,* t. CI, p. 1054 et 1140).

2. Lorsqu'un système matériel quelconque, déformable ou non, se déplace, la somme des produits obtenus en multipliant la masse de chaque point par le carré de son déplacement, est égale au produit de la masse totale du système par le carré de la projection du déplacement du centre de gravité sur une direction arbitraire AB, augmenté de la somme des produits obtenus en multipliant la masse de chaque point par le carré du déplacement qu'il faut lui imprimer pour l'amener dans sa position finale, après lui avoir fait subir dans la direction AB une translation égale à la projection du déplacement du centre de gravité sur cette direction (FOURET, *Bulletin de la Société mathématique,* t. XIV, p. 142).

3. Quels sont les points A d'un solide S en mouvement qui partagent avec le centre de gravité la propriété suivante : Le moment de la quantité de mouvement du corps S par rapport à une droite fixe Oz, à un instant donné, est égal au moment de la quantité de mouvement de la masse totale supposée concentrée en A, augmenté du moment de la quantité de mouvement du solide par rapport à une droite Az' parallèle à Oz, quand on considère le mouvement relatif par rapport à des axes de directions fixes qui se coupent en A? (Le lieu des points A est un hyperboloïde). (DE SAINT-GERMAIN, *Comptes rendus,* t. CVII).

4. On considère le système formé par un corps solide animé d'un mouvement

de translation rectiligne et uniforme de vitesse v et par un point matériel de masse m d'abord immobile. On suppose que ce corps heurte le point m et l'entraîne avec lui *sans changer de vitesse,* ce qu'on peut réaliser en faisant agir des forces extérieures; démontrer que l'énergie totale du sytème augmente de mv^2.

(MARCEL DEPREZ.)

5. Soit un système de deux points matériels libres s'attirant suivant une loi quelconque. Le théorème des aires s'applique à la projection du mouvement sur l'un des trois plans coordonnés. Si, par le centre de gravité du système et la tangente à la trajectoire de chacun des points on fait passer un plan, les deux plans ainsi obtenus se coupent suivant une droite située dans le plan invariable (c'est-à-dire perpendiculaire à $G\sigma'$, n° 336) (POINSOT). Jacobi a fait de cette propriété une application au problème des trois corps (*Journal de Crelle,* t. 26, p. 115).

6. Une circonférence matérielle homogène est mobile sans frottement sur un plan horizontal autour d'un de ses points O qui est fixe. Au point A diamétralement opposé à O se trouve placé un insecte m qui a même masse que la circonférence et que l'on convient de regarder comme un point. La circonférence et l'insecte étant supposés immobiles, à l'instant $t = 0$ ce dernier se met à marcher le long de la circonférence en parcourant des arcs égaux dans des temps égaux (arc $Am = vt$).

Trouver le mouvement du système.

(La somme des moments des quantités du mouvement des points du système par rapport à la perpendiculaire Oz au plan de la figure est constamment nulle, puisqu'elle doit rester constante et qu'elle est nulle au début. Le moment d'inertie de la circonférence par rapport à son centre est mR^2 et, par rapport à O, $2mR^2$. En appelant α l'angle dont a tourné la circonférence à l'instant t, β l'angle dont a tourné, en sens contraire, le rayon vecteur de l'insecte et posant $\frac{v}{2R} = \omega$, on trouve

$$\alpha + \beta = \omega t, \qquad \beta = \frac{1}{\sqrt{3}} \operatorname{arc\,tang}\left(\frac{1}{\sqrt{3}} \operatorname{tang} \omega t\right). \qquad \text{(ROUTH.)}$$

7. Mouvement d'une chaîne pesante *non homogène* glissant sans frottement sur une courbe fixe. On opérera comme dans le texte (n° 317) en supposant la densité $\rho = f(\lambda)$, λ désignant la distance curviligne d'un point de la chaîne au milieu. Calculer la tension.

(En appelant M la masse totale, on trouve l'équation

$$M\frac{d^2\sigma}{dt^2} = -g\int_{-l}^{+l} f(\lambda)\varphi'(\sigma+\lambda)\,d\lambda,$$

où $z = \varphi(s)$ est la relation entre le z et l'arc s d'un point de la courbe. Si la courbe est une cycloïde, le mouvement est tautochrone.)

8. Mouvement de deux points libres qui s'attirent proportionnellement à leurs distances.

9. Un point matériel est assujetti à glisser sans frottement sur un axe Ox; un second point matériel est entièrement libre. Trouver le mouvement du système

en supposant que les deux points s'attirent proportionnellement à la distance et calculer la réaction de l'axe Ox. (Il suffit d'écrire les équations du mouvement des deux points; on est ramené à des intégrations faciles.)

10. Deux points matériels M et M' de même masse m mobiles dans un plan horizontal sont reliés l'un à l'autre par un fil inextensible et sans masse de longueur $2l$. Le point M est attiré par un point fixe A et le point M' par un point fixe A' proportionnellement à la distance. Trouver le mouvement de ce système. On prendra pour axe des x la droite A'A et pour origine le milieu de A'A; on désignera par $2a$ la distance A'A, par ξ, η les coordonnées du milieu G de la droite MM', par θ l'angle que fait la droite GM avec Ox, enfin par $\mu m \overline{AM}$, $\mu m \overline{A'M'}$ les valeurs absolues des attractions issues de A et A'. (Licence, Paris.)

11. Deux points matériels M et M_1 de masses m et m_1 reliés par un fil inextensible et sans masse de longueur l sont assujettis à glisser sans frottement sur un plan horizontal XOY. Ces points sont sollicités par des forces F et F_1 dirigées vers OY perpendiculairement à cet axe, proportionnelles aux masses des points et à leurs distances à cet axe. Trouver le mouvement du système.

En désignant par x et x_1 les abscisses des deux points, on appellera $-k^2mx$ et $-k^2m_1x_1$ les projections des forces F et F_1 sur l'axe OX. On désignera par ξ et η les coordonnées du centre de gravité G du système et par θ l'angle de M_1M avec OX. (Licence, Paris.)

12. Deux points matériels de même masse glissent sans frottement l'un sur l'axe Ox, l'autre sur l'axe perpendiculaire Oy. Ces points s'attirent en raison inverse du carré de leur distance. Trouver leur mouvement; trouver en particulier la courbe décrite par le centre de gravité des deux points. (Conique de foyer O décrite suivant la loi des aires). (Licence, Paris.)

13. Deux points de même masse reliés par un fil inextensible et sans masse glissent sans frottement l'un sur axe horizontal Ox, l'autre sur un axe vertical Oy. Mouvement du système. (Dorna, *Mémoires de l'Académie de Turin*, t. XXXI.)

14. Mouvement de trois points assujettis à décrire une même droite fixe et à s'attirer proportionnellement aux masses et en raison inverse du cube des distances. (Jacobi, *Gesammelte Werke*, t. IV, p. 533-539.)

15. Même problème, quand on suppose en outre chaque point attiré par un centre fixe proportionnellement à la distance.

(M. Mestschersky a montré que ce problème se ramène au précédent par un changement de variables effectué sur le temps et les coordonnées. Voyez *Bulletin des Sciences mathématiques*, 1894, Mélanges.)

CHAPITRE XIX.

DYNAMIQUE DU CORPS SOLIDE. — MOUVEMENTS PARALLÈLES A UN PLAN.

I. — MOUVEMENT D'UN CORPS SOLIDE AUTOUR D'UN AXE FIXE.

359. **Équation du mouvement.** — Un corps solide, mobile autour d'un axe fixe, constitue un système à liaisons complètes, car sa position dépend d'un seul paramètre, l'angle dont le corps a tourné à partir d'une position déterminée.

Si nous supposons que les liaisons sont réalisées sans frottements, l'équation unique qui détermine le mouvement du corps sera fournie par le théorème des forces vives, car les travaux des forces de liaison sont alors nulles. Le corps est supposé sollicité par des forces données $F_1, F_2, \ldots, F_n$; nous appellerons X, Y, Z les projections d'une quelconque de ces forces sur les axes.

Prenons l'axe de rotation pour axe des z, et soit ω la vitesse angulaire à l'instant t, la force vive du système est

$$\Sigma m v^2 = \Sigma m r^2 \omega^2 = \omega^2 \Sigma m r^2 = M k^2 \omega^2;$$

la force vive du corps est donc égale au carré de la vitesse angulaire, multiplié par le moment d'inertie par rapport à l'axe de rotation.

Le théorème des forces vives s'exprime alors par l'équation

$$\frac{d M k^2 \omega^2}{2} = \sum (X\,dx + Y\,dy + Z\,dz),$$

où n'entrent que les forces données. Si nous désignons par r, θ, z les coordonnées semi-polaires d'un point x, y, z du corps solide, on a

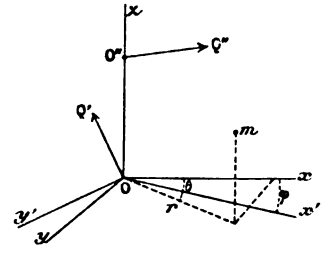
$$x = r\cos\theta, \qquad y = r\sin\theta:$$

quand le corps tourne θ seul varie et l'on a

$$\omega = \frac{d\theta}{dt};$$

$$\begin{aligned} dx &= -r\sin\theta\, d\theta = -y\omega\, dt, \\ dy &= r\cos\theta\, d\theta = x\omega\, dt, \\ dz &= 0, \end{aligned}$$

Fig. 201.



l'équation des forces vives devient alors

$$\frac{dMk^2\omega^2}{2} = \omega\, dt \sum (xY - yX),$$

qu'on peut écrire, en effectuant la différentiation du premier membre,

$$Mk^2 \frac{d\omega}{dt} = \sum (xY - yX).$$

On peut obtenir cette équation d'une autre façon, en partant du théorème des moments des quantités de mouvement. Appliquons ce théorème par rapport à Oz : les moments des réactions de l'axe sont nuls et il nous vient

$$\frac{d}{dt} \sum m \left(x \frac{dy}{dt} - y \frac{dx}{dt} \right) = \sum (xY - yX),$$

mais

$$\sum m \left(x \frac{dy}{dt} - y \frac{dx}{dt} \right) = \sum m r^2 \omega = Mk^2 \omega.$$

En substituant, on retrouve bien l'équation donnée par le théorème des forces vives.

360. Réactions de l'axe. — Pour pouvoir calculer ces réactions, nous supposerons que l'immobilité de l'axe de rotation a été obtenue en fixant deux de ses points O et O″.

Soient $Q'(X', Y', Z')$ et $Q''(X'', Y'', Z'')$ les réactions de l'axe en ces deux points (*fig.* 201). Nous pourrons considérer le corps comme libre en ajoutant aux forces données ces forces Q′ et Q″; appliquant alors au système le théorème des quantités de mouvement projetées, nous aurons les trois équations suivantes

$$\sum m \frac{d^2x}{dt^2} = X' + X'' + \sum X,$$
$$\sum m \frac{d^2y}{dt^2} = Y' + Y'' + \sum Y,$$
$$\sum m \frac{d^2z}{dt^2} = Z' + Z'' + \sum Z.$$

En appliquant ensuite le théorème des moments des quantités de mouvement par rapport aux Ox et Oy, et appelant h le z du point O″, il nous viendra les deux équations

$$\sum m \left(y \frac{d^2z}{dt^2} - z \frac{d^2y}{dt^2}\right) = \sum (yZ - zY) - hY'',$$
$$\sum m \left(z \frac{d^2x}{dt^2} - x \frac{d^2z}{dt^2}\right) = \sum (zX - xZ) + hX''.$$

Ces deux dernières équations déterminent X″ et Y″ : les deux premières du groupe précédent donnent X′, Y′, et la troisième la somme $Z' + Z''$. Il se présente ici la même particularité que dans le cas de l'équilibre, particularité que nous avons étudiée en Statique : en supposant le corps absolument rigide, on connaît seulement $Z' + Z''$; on ne pourrait déterminer entièrement Z′ et Z″ qu'en tenant compte des déformations élastiques du solide (n° **122**).

Nous développerons les équations précédentes en remplaçant les dérivées secondes des coordonnées par leurs valeurs en fonction de ω. Nous avons déjà obtenu

$$\frac{dx}{dt} = -y\omega, \qquad \frac{dy}{dt} = x\omega, \qquad \frac{dz}{dt} = 0;$$

nous en déduisons

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\omega^2 x - \frac{d\omega}{dt} y, \qquad \frac{d^2y}{dt^2} = -\omega^2 y + \frac{d\omega}{dt} x, \qquad \frac{d^2z}{dt^2} = 0,$$

et nos formules deviennent

$$(1) \quad \left\{ \begin{aligned} -\omega^2 \sum mx - \frac{d\omega}{dt} \sum my &= X' + X'' + \sum X, \\ -\omega^2 \sum my + \frac{d\omega}{dt} \sum mx &= Y' + Y'' + \sum Y, \\ 0 &= Z' + Z'' + \sum Z, \\ \omega^2 \sum myz - \frac{d\omega}{dt} \sum mxz &= \sum (yZ - zY) - hY'', \\ -\omega^2 \sum mxz - \frac{d\omega}{dt} \sum myz &= \sum (zX - xZ) - hX''. \end{aligned} \right.$$

Les sommes qui entrent dans les formules précédentes varient avec le temps; Σmx, par exemple, a pour valeur $M\xi$, ξ étant l'abscisse du centre de gravité. Pour calculer les autres sommes, on imagine un système d'axes (O, x', y', z') entraîné avec le corps solide, Oz' coïncidant avec Oz et xOx' étant égal à φ. On a pour formules de transformation

$$\begin{aligned} x &= x' \cos\varphi - y' \sin\varphi, \\ y &= x' \sin\varphi + y' \cos\varphi, \\ z &= z', \end{aligned}$$

d'où l'on déduit

$$\begin{aligned} \Sigma\, myz &= \sin\varphi\, \Sigma\, mx'z' + \cos\varphi\, \Sigma\, my'z', \\ \Sigma\, mxz &= \cos\varphi\, \Sigma\, mx'z' - \sin\varphi\, \Sigma\, my'z'; \end{aligned}$$

et les sommes qui entrent dans les seconds membres de ces dernières équations sont indépendantes du temps.

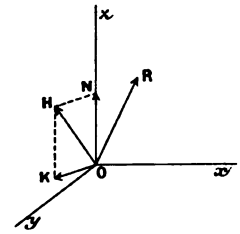
Cas particulier. — Les formules se simplifient quand l'axe de rotation est axe principal d'inertie par rapport au centre de gravité. On a, en effet, dans ce cas

$$\Sigma\, mx = 0, \qquad \Sigma\, my = 0, \qquad \Sigma\, mxz = 0, \qquad \Sigma\, myz = 0.$$

Les équations qui donnent les réactions deviennent alors

$$X' + X'' + \Sigma X = 0, \qquad Y' + Y'' + \Sigma Y = 0, \qquad Z' + Z'' + \Sigma Z = 0,$$
$$\Sigma(yZ - zY) - hY'' = 0, \qquad \Sigma(zX - xZ) + hX'' = 0,$$

Fig. 202.



équations de même forme que les cinq premières conditions d'équilibre (n° 122). La dernière condition d'équilibre n'est pas remplie, car $N = \Sigma(xY - yX)$ n'est pas nul : cette quantité est égale à $Mk^2 \frac{d\omega}{dt}$.

Pour interpréter géométriquement ce résultat (*fig.* 202), faisons la réduction à l'origine des forces extérieures F(X, Y, Z) qui agissent sur le corps, nous aurons une résultante générale $R(\Sigma X, \Sigma Y, \Sigma Z)$ et un couple d'axe OH; décomposons ce couple en deux dont l'un a un axe ON dirigé suivant Oz, et l'autre un axe OK perpendiculaire à Oz. Si l'on supprimait le couple ON, en soumettant le corps seulement à la résultante générale R et au couple d'axe K, le corps supposé immobile serait en équilibre, et les réactions de l'axe auraient certaines valeurs Q' et Q''. Si maintenant on lance le corps avec une vitesse angulaire initiale quelconque et si l'on fait agir le couple N, le corps se meut, mais les réactions de l'axe restent ce qu'elles étaient dans l'équilibre.

361. Axes permanents et axes spontanés de rotation. — Revenons maintenant au cas où l'axe de rotation est quelconque et supposons d'abord que les forces données admettent une résultante unique passant par le point O. On aura alors

$$\Sigma(yZ - zY) = \Sigma(zX - xZ) = \Sigma(xY - yX) = 0.$$

Les équations deviennent

$$(2)\qquad \begin{cases} -\omega^2 \Sigma mx = \Sigma X + X' + X'', \\ -\omega^2 \Sigma my = \Sigma Y + Y' + Y'', \\ 0 = \Sigma Z + Z' + Z'', \\ \omega^2 \Sigma myz = -hY'', \\ -\omega^2 \Sigma mxz = hX'', \end{cases}$$

ω étant la vitesse angulaire de rotation qui, dans ce cas, est constante, car $\frac{d\omega}{dt} = 0$.

Cherchons s'il peut arriver dans ces conditions que la réaction de O″ soit nulle; il faudrait pour cela que l'on eût

$$X'' = 0, \qquad Y'' = 0, \qquad Z'' = 0,$$

c'est-à-dire

$$\Sigma myz = 0, \qquad \Sigma mxz = 0,$$

ou enfin que l'axe de rotation fût axe principal d'inertie par rapport au point O.

Supposons ces conditions réalisées : la réaction du point O″ est nulle. Ce point n'exerçant aucune action sur le corps solide, on peut le supprimer, c'est-à-dire rendre ce solide libre en O″ sans rien changer à la nature du mouvement. On peut donc énoncer le théorème suivant :

I. *Si un corps solide, mobile autour d'un point fixe, est soumis à des forces extérieures admettant une résultante qui passe par ce point, et si ce corps commence à tourner autour d'un axe principal d'inertie pour le point fixe, il continuera indéfiniment à tourner autour de cet axe.*

C'est en raison de cette propriété que les axes principaux d'inertie sont parfois appelés *axes permanents de rotation.*

Supposons maintenant qu'il n'y ait aucune force donnée appliquée au corps. Dans les équations ci-dessus (2)

$$\Sigma X = \Sigma Y = \Sigma Z = 0.$$

Peut-il arriver alors que la réaction du point O soit nulle en même

temps que celle de O''? Il faut, pour cela, joindre aux conditions précédentes les équations

$$\Sigma mx = 0, \qquad \Sigma my = 0;$$

l'axe de rotation est alors un axe principal de l'ellipsoïde central. Nous pouvons donc énoncer le résultat suivant :

II. *Si un corps solide entièrement libre, qui n'est sollicité par aucune force extérieure, commence à tourner autour d'un axe principal de l'ellipsoïde central d'inertie, il continuera à tourner autour de cet axe d'un mouvement uniforme.*

Cette propriété a fait donner aux axes de l'ellipsoïde central le nom d'*axes spontanés de rotation.*

Remarque. — Les résultats qui précèdent peuvent être généralisés comme il suit :

1° Supposons que les forces données se réduisent à une résultante passant par O et à un couple dont l'axe est dirigé suivant Oz. Alors ω n'est plus constant et il faut pour déterminer les réactions se reporter aux équations (1) où l'on ferait

$$\Sigma(yZ - zY) = \Sigma(zX - xZ) = 0.$$

On trouvera encore que les conditions nécessaires et suffisantes pour que la réaction de O' soit nulle sont

$$\Sigma mxz = 0, \qquad \Sigma myz = 0.$$

En effet, ces conditions sont d'abord

$$\omega^2 \sum myz - \frac{d\omega}{dt} \sum mxz = 0,$$
$$-\omega^2 \sum mxz - \frac{d\omega}{dt} \sum myz = 0,$$

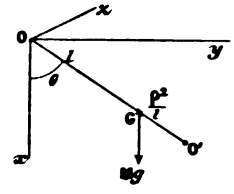
équations linéaires et homogènes en Σmyz, Σmxz dont le déterminant $\omega^4 + \left(\frac{d\omega}{dt}\right)^2$ est différent de zéro, du moment que le corps est en mouvement. On en tire donc pour Σmyz et Σmxz des valeurs nulles.

2° De même, si l'on suppose que les forces données appliquées au corps se réduisent uniquement à un couple d'axe parallèle à Oz, il faut et il suffit, pour que les réactions des points O et O' soient nulles toutes deux, que l'axe Oz soit un axe principal d'inertie relatif au centre de gravité.

362. Pendule composé. — Le pendule composé est constitué par un corps solide pesant pouvant tourner librement autour d'un axe horizontal.

Nous prendrons pour axe des z l'*axe de suspension* autour duquel peut tourner le corps, et pour plan des xy le plan vertical qui contient le cercle décrit par le centre de gravité G, l'axe des x étant la verticale dirigée vers le bas.

Fig. 203.



Soit, à l'époque t, θ l'angle que fait la droite OG avec la verticale Ox; la vitesse angulaire à cet instant est

$$\omega = \frac{d\theta}{dt},$$

et l'équation du mouvement

$$Mk^2 \frac{d\omega}{dt} = \sum (xY - yX):$$

le second membre, somme des moments des poids par rapport à Oz, est le moment $-Mgl\sin\theta$ du poids total appliqué au centre de gravité dont l'ordonnée est $y = l\sin\theta$.

En remplaçant ω par $\frac{d\theta}{dt}$ nous avons donc l'équation

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} = -\frac{gl}{k^2}\sin\theta.$$

Comparons cette équation à celle du mouvement d'un pendule simple de longueur l', savoir

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} = -\frac{g}{l'}\sin\theta.$$

Nous voyons que le mouvement du pendule composé est le

même que celui d'un pendule simple, dont la longueur serait

$$l' = \frac{k^2}{l}.$$

Ce pendule simple est appelé le *pendule synchrone* du pendule composé.

Si, sur la droite OG, on porte une longueur $OO' = l'$, le point O' du corps solide oscille comme s'il était détaché du corps et relié au point O par un fil sans masse. Désignons par ρ le rayon de gyration du corps par rapport à un axe parallèle à Oz et passant par le centre de gravité, nous aurons (317)

$$Mk^2 = M\rho^2 + Ml^2$$

ou, en tirant k^2 et portant dans la valeur de l',

$$l' = l + \frac{\rho^2}{l};$$

de là résulte que OO' est toujours plus grand que OG et que les distances OG, O'G qui ont respectivement pour valeurs l et $\frac{\rho^2}{l}$ sont liées par la relation

$$OG \times O'G = \rho^2;$$

l'axe mené par O' parallèlement à l'axe de suspension a reçu de Huygens le nom d'*axe d'oscillation*. Tous les points de cet axe oscillent comme s'ils étaient détachés du corps et reliés par des fils sans masse à l'axe de suspension. La formule précédente montre que l'axe d'oscillation et l'axe de suspension sont réciproques. De sorte que, si l'on suspendait le corps par l'axe d'oscillation, l'ancien axe de suspension deviendrait le nouvel axe d'oscillation.

Théorème de Huygens. — *Si, dans un plan passant par le centre de gravité, de part et d'autre de ce point, on a deux axes parallèles, inégalement distants du centre de gravité, et pour lesquels la longueur du pendule simple synchrone est la même, cette longueur est précisément égale à la distance des deux axes.*

Si, en effet, l et l_1 sont les distances du centre de gravité aux deux axes supposés O et O_1 et l' la longueur commune du pendule synchrone, on a

$$l' = l + \frac{\rho^2}{l} \qquad \text{et} \qquad l' = l_1 + \frac{\rho^2}{l_1};$$

la comparaison de ces équations donne

$$l + \frac{\rho^2}{l} = l_1 + \frac{\rho^2}{l_1},$$

d'où, en supprimant la solution $l = l_1$,

$$\frac{\rho^2}{l} = l_1;$$

la distance des deux axes $l + l_1$ est donc bien égale à la longueur $l + \frac{\rho^2}{l}$ du pendule synchrone; l'un des axes étant pris pour axe de suspension, l'autre est l'axe d'oscillation.

C'est sur ce principe qu'est fondé le pendule réversible de Kater employé en Géodésie. Ce pendule est un solide de révolution, formé de deux cylindres aplatis reliés par une tige creuse : perpendiculairement à cette tige, et symétriquement par rapport aux cylindres, sont fixés deux couteaux d'agate, autour desquels le système doit alternativement osciller. L'un des cylindres est vide, l'autre est rempli de plomb, de sorte que le centre de gravité est situé plus près de l'un des couteaux que de l'autre : d'après le théorème d'Huygens, on peut régler les masses de manière que la durée d'oscillation soit la même autour des deux axes, et cette durée commune est celle d'un pendule simple ayant pour longueur la distance des arêtes des couteaux. Théoriquement, le résultat ainsi obtenu est indépendant de la distribution des masses qui composent le pendule; en outre (et c'est ce qui fait l'intérêt du pendule à réversion), il est également indépendant de la masse d'air entraînée dans le mouvement d'oscillation, si la forme extérieure du pendule est symétrique par rapport aux deux couteaux; ce résultat important est dû à Bessel.

363. **Étude de la variation de la longueur du pendule simple synchrone quand on déplace l'axe de suspension dans un corps donné.** — La formule $l' = l + \frac{\rho^2}{l}$ permet tout d'abord d'étudier

les variations de la longueur du pendule synchrone quand l'axe de suspension se déplace dans le corps parallèlement à lui-même; l'expression même de cette longueur montre que l' a un minimum lorsque les deux termes l et $\frac{\rho^2}{l}$ sont égaux, c'est-à-dire lorsque l'axe de suspension est à une distance du centre de gravité égale au rayon de gyration ρ, et cette valeur minimum est égale à 2ρ. Si l'on se donne la longueur l' supposée plus grande que 2ρ, il existe deux valeurs correspondantes de l : les axes de suspension parallèles à la direction considérée, pour lesquels le pendule simple synchrone a la même longueur l', engendrent donc deux cylindres de révolution dont l'axe commun passe par le centre de gravité.

Prenons maintenant des axes de suspension quelconques. Pour voir comment varie la longueur l' du pendule simple synchrone, rapportons le corps aux axes de l'ellipsoïde central d'inertie : l'équation de cet ellipsoïde est

$$AX^2 + BY^2 + CZ^2 = 1.$$

Désignons par α, β, γ les cosinus directeurs de l'axe de suspension Δ et par l sa distance au centre de gravité, c'est-à-dire à l'origine choisie. Le moment d'inertie $M\rho^2$ du système par rapport à la parallèle Δ' à l'axe de suspension menée par le centre de gravité est (318)

$$M\rho^2 = A\alpha^2 + B\beta^2 + C\gamma^2.$$

On a donc pour la longueur du pendule simple synchrone

$$l' = l + \frac{A\alpha^2 + B\beta^2 + C\gamma^2}{Ml}.$$

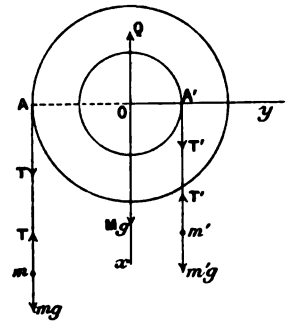
A l'aide de cette formule, on peut étudier le complexe formé par les axes pour lesquels le pendule simple synchrone a une longueur donnée [*Voir*, aux Exercices, des indications sur un Mémoire de M. Böklen (*Crelle*, t. 93)].

364. Machine d'Atwood. — Un treuil homogène mobile autour d'un axe horizontal porte, enroulé en sens inverse sur chacune de ses deux roues, un fil flexible et sans masse. Ces fils supportent deux masses pesantes m et m' (*fig.* 204); nous nous proposons d'étudier le mouvement de cet ensemble.

Les forces données sont les poids mg, $m'g$, Mg des masses suspendues et du treuil; les forces de liaisons sont les tensions T et — T du fil Am, et les tensions T', — T' du fil A'm'; il y a de plus les réactions de l'axe. Comptons les rotations positivement de l'axe Ox vertical, dirigé vers le bas, vers l'axe Oy, et désignons par ω la vitesse angulaire, x la distance Am, x' la distance A'm', R et R' les deux rayons OA et OA'.

Ce système est à liaisons complètes, car sa position dépend uniquement de l'angle dont tourne le treuil; de plus, on suppose qu'il n'y a pas de frottements. Nous obtiendrons donc l'équation du mouvement en appliquant le théorème des forces vives sous la forme (346).

Fig. 204.



La force vive du système se compose de celle du treuil $Mk^2\omega^2$, et de celles des points m et m', $m\left(\frac{dx}{dt}\right)^2$ et $m'\left(\frac{dx'}{dt}\right)^2$. D'autre part, les travaux des poids des deux points m et m' sont $mg\,dx$ et $m'g\,dx'$; le travail du poids du treuil est nul, car le centre de gravité du treuil est immobile. Les travaux des forces de liaison ont une somme nulle. On a donc

$$d\,\frac{1}{2}\left[Mk^2\omega^2 + m\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + m'\left(\frac{dx'}{dt}\right)^2\right] = mg\,dx + m'g\,dx'.$$

Les poids m et m' ont d'ailleurs mêmes vitesses respectives que les points du treuil qui sont en A et A'; donc

$$\frac{dx}{dt} = R\omega, \qquad \frac{dx'}{dt} = -R'\omega.$$

En substituant, on a l'équation de mouvement.

Nous obtiendrons aussi cette équation en appliquant le théorème des moments des quantités de mouvement par rapport à l'axe du treuil. La

somme des moments des forces se réduira à la somme des moments

$$mg\mathrm{R} - m'g\mathrm{R}'$$

des poids $mg', m'g$; les moments des autres forces disparaissent d'eux-mêmes.

D'autre part, la somme des moments des quantités de mouvement du treuil est $\mathrm{MK}^2\omega$, celle relative aux points m, m' est

$$m\mathrm{R}\frac{dx}{dt} - m'\mathrm{R}'\frac{dx'}{dt};$$

nous avons donc l'équation

$$\frac{d}{dt}\left(\mathrm{M}k^2\omega + m\mathrm{R}\frac{dx}{dt} - m'\mathrm{R}'\frac{dx'}{dt}\right) = mg\mathrm{R} - m'g\mathrm{R}',$$

qui donne, en remplaçant $\frac{dx}{dt}$ et $\frac{dx'}{dt}$ par $\mathrm{R}\omega$ et $-\mathrm{R}'\omega$,

$$\frac{d\omega}{dt}(\mathrm{M}k^2 + m\mathrm{R}^2 + m'\mathrm{R}^2) = mg\mathrm{R} - m'g\mathrm{R}';$$

d'où, pour $\frac{d\omega}{dt}$, la valeur constante

$$\frac{d\omega}{dt} = g\frac{m\mathrm{R} - m'\mathrm{R}'}{\mathrm{M}k^2 + m\mathrm{R}^2 + m'\mathrm{R}'^2}.$$

Les accélérations $\mathrm{R}\frac{d\omega}{dt}$, $-\mathrm{R}'\frac{d\omega}{dt}$ des points m, m' sont donc constantes, et les mouvements de ces points sont uniformément variés. On voit d'ailleurs immédiatement que leurs accélérations sont moindres que g.

Pour calculer la tension T du fil Am, nous écrirons l'équation du mouvement de m

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = mg - \mathrm{T},$$

qui donne

$$\mathrm{T} = m\left[g - \frac{d^2x}{dt}\right] = m\left(g - \mathrm{R}\frac{d\omega}{dt}\right);$$

on aurait de même

$$\mathrm{T}' = m'\left(g + \mathrm{R}'\frac{d\omega}{dt}\right).$$

Cherchons enfin les réactions de l'axe du treuil. On peut admettre que, à cause de la symétrie, les réactions de l'axe se réduisent à une force unique Q appliquée en O et normale à l'axe. Appliquons au treuil le théorème du mouvement du centre de gravité. Comme ce point reste immobile, il faut

que les forces extérieures au treuil, appliquées au treuil, Q, Mg, T, T', transportées au point O, se fassent équilibre; il en résulte que la réaction des appuis sur l'axe est verticale, dirigée vers le haut et a pour valeur

$$Q = Mg + T + T',$$

c'est-à-dire

$$Q = (M + m + m')g - \frac{(mR - m'R')^2}{Mk^2 + mR^2 + m'R'^2}g;$$

cette réaction, toujours moindre que la somme des trois poids, ne lui serait égale que si l'on avait

$$mR = m'R',$$

auquel cas le mouvement serait uniforme, puisqu'on aurait $\frac{d\omega}{dt} = 0$.

Nous remarquerons qu'ici le treuil tourne autour d'un axe principal d'inertie relatif au centre de gravité; il en résulte, comme nous l'avons vu, que la réaction des appuis est donnée par les formules que l'on obtient en négligeant le couple dont l'axe est parallèle à l'axe de rotation, ce qui donnerait immédiatement la valeur de Q.

II. — MOUVEMENT D'UN SOLIDE PARALLÈLEMENT A UN PLAN FIXE.

365. Généralités. — Dans les exemples précédents entrent des solides dont les points sont assujettis à se déplacer *parallèlement à un plan fixe*. Supposons, d'une manière générale, un solide assujetti à se déplacer de cette façon : par exemple, un cylindre reposant par sa base sur un plan fixe; chaque point du corps décrit alors une trajectoire située dans un plan fixe parallèle au plan fixe donné. En particulier, si, par le centre de gravité, dans sa position initiale, on mène un plan xOy parallèle au plan fixe, le centre de gravité restera dans ce plan : il en sera de même de tous les points du corps qui, à l'instant initial, se trouvaient dans ce plan. Représentons la section S du corps par le plan xOy; pour déterminer la position du corps, il suffit évidemment de connaître la position de cette section S, c'est-à-dire les coordonnées ξ et η du centre de gravité G (*fig.* 205) par rapport aux axes fixes Ox et Oy, et l'angle θ que fait un rayon Gm invariablement lié au corps avec l'axe Ox.

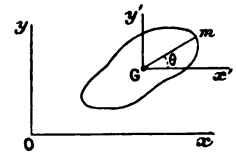
Le corps solide étant supposé sollicité par des forces extérieures dont nous appellerons X_1, Y_1; X_2, Y_2, ... les projections sur les

axes Ox et Oy, le théorème du mouvement du centre de gravité donne d'abord les deux équations

$$(3) \qquad M\frac{d^2\xi}{dt^2} = \Sigma X, \qquad M\frac{d^2\eta}{dt^2} = \Sigma Y,$$

les sommes Σ étant étendues à toutes les forces extérieures.

Fig. 205.



Par le centre de gravité G menons des axes Gx' et Gy' parallèles aux axes fixes, et appelons x', y' les coordonnées d'un point du corps par rapport à ces axes, Mk^2 le moment d'inertie du corps par rapport à un axe Gz' perpendiculaire au plan $x'Gy'$. Le mouvement relatif du corps par rapport aux axes $Gx'y'z'$ est une rotation de vitesse angulaire $\frac{d\theta}{dt}$ autour de Gz'. Comme le théorème des moments des quantités de mouvement s'applique au mouvement autour de G, on a l'équation

$$(4) \qquad Mk^2\frac{d^2\theta}{dt^2} = \Sigma(x'Y - y'X),$$

que l'on obtiendrait aussi, comme dans le n° 359, en appliquant le théorème des forces vives au mouvement relatif autour du centre de gravité.

Telles sont les trois équations qui déterminent ξ, η, θ en fonctions de t. Parmi les combinaisons de ces équations, pouvant remplacer l'une ou l'autre d'entre elles, mentionnons :

1° L'équation obtenue en appliquant le théorème des moments des quantités de mouvement par rapport à l'axe fixe Oz perpendiculaire au plan xOy. D'après un théorème que nous avons démontré, la somme des moments des quantités de mouvement des différents points du corps par rapport à Oz est égale au moment de la quantité de mouvement de la masse totale supposée con-

centrée au centre de gravité $M\left(\xi\frac{d\eta}{dt}-\eta\frac{d\xi}{dt}\right)$, plus la somme $Mk^2\frac{d\theta}{dt}$ des moments des quantités de mouvement par rapport à l'axe Gz', cette dernière somme étant calculée dans le mouvement relatif autour de G. On a donc l'équation

$$\frac{d}{dt}\left[M\left(\xi\frac{d\eta}{dt}-\eta\frac{d\xi}{dt}\right)+Mk^2\frac{d\theta}{dt}\right]=\Sigma(xY-yX);$$

2° L'équation obtenue en appliquant au mouvement absolu le théorème des forces vives. D'après le théorème de Kœnig (n° 350), la force vive totale est égale à

$$M\left[\left(\frac{d\xi}{dt}\right)^2+\left(\frac{d\eta}{dt}\right)^2\right]+Mk^2\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2;$$

on a donc l'équation

$$(5)\qquad d.\frac{M}{2}\left[\left(\frac{d\xi}{dt}\right)^2+\left(\frac{d\eta}{dt}\right)^2+k^2\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2\right]=\Sigma(X\,dx+Y\,dy),$$

car dz est nul pour tous les points.

Remarque. — Il peut exister d'autres liaisons, outre celles qui assujettissent le corps à se déplacer parallèlement au plan fixe xOy : les forces provenant de ces liaisons figurent alors dans les seconds membres de certaines des équations précédentes, et il faudra les éliminer. Cependant, si les liaisons sont indépendantes du temps et réalisées sans frottement, les forces de liaison ne figurent pas dans l'équation des forces vives (5).

Si l'on a plusieurs corps solides mobiles parallèlement à un plan fixe, on pourra appliquer à chacun d'eux les équations précédentes et éliminer ensuite les réactions mutuelles des corps, ou appliquer les théorèmes généraux à l'ensemble de ces corps. On verra dans les exemples suivants comment on peut résoudre ces sortes de questions.

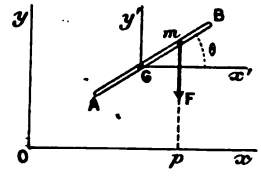
366. **Exemple I.** — Une barre matérielle de longueur $2l$ (*fig.* 206) et de masse M est assujettie à glisser sans frottement sur un plan horizontal : les éléments de la barre sont attirés par un axe fixe Ox proportionnellement aux masses et aux distances.

Soient ξ, η les coordonnées du centre de gravité de la barre AB, y l'or-

donnée mp d'un élément de masse m; la force F agissant sur cet élément est dirigée suivant mp et proportionnelle à cette distance et à m; donc

$$X = 0, \qquad Y = -f^2 my, \qquad \Sigma Y = -f^2 \Sigma my = -Mf^2 \eta.$$

Fig. 206.



Les équations du mouvement du centre de gravité donnent donc

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} = 0, \qquad \frac{d^2\eta}{dt^2} = -f^2\eta,$$
$$\xi = at + b, \qquad \eta = A\sin(ft + \alpha),$$

et, en éliminant t, on a pour la trajectoire du point G une équation de la forme

$$\eta = A\sin(\lambda\xi + \mu),$$

λ et μ désignant des constantes : cette courbe a la forme d'une sinusoïde.

Soient Gx', Gy' des axes parallèles aux axes fixes menés par G : θ l'angle BGx', et r le rayon GM compté positivement de G vers B, négativement de G vers A.

On a, en appelant x', y' les nouvelles coordonnées du point m,

$$x = \xi + x', \qquad y = \eta + y', \qquad Y = -f^2 m(\eta + y').$$

Le théorème des quantités de mouvement appliqué au mouvement relatif autour du centre de gravité donne

$$Mk^2 \frac{d^2\theta}{dt^2} = \Sigma(x'Y - y'X) = -f^2 \Sigma mx'(\eta + y'),$$

où Mk^2 est le moment d'inertie de la barre par rapport au point G. En séparant la dernière somme en deux parties, on voit que la première $\Sigma mx'\eta = \eta\Sigma mx'$ est nulle, car l'origine mobile est le centre de gravité; la deuxième devient, en passant aux coordonnées polaires,

$$x' = r\cos\theta, \qquad y' = r\sin\theta,$$
$$\Sigma mx'y' = \Sigma mr^2 \sin\theta\cos\theta = Mk^2 \sin\theta\cos\theta.$$

Donc l'équation est, après division par Mk^2,

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} = -f^2 \sin\theta \cos\theta. \tag{6}$$

L'intégration et la discussion de cette équation sont analogues à celles de l'équation du pendule simple, comme on le verrait en faisant $2\theta = \varphi$.

En multipliant les deux membres de l'équation du mouvement par $2\frac{d\theta}{dt}$ et intégrant, on a

$$\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 = \omega^2 - f^2 \sin^2\theta,$$

ω désignant la valeur de la vitesse angulaire pour $\theta = 0$. Il y aura oscillation de part et d'autre de Gx' ou mouvement révolutif, suivant que ω^2 est plus petit ou plus grand que f^2. Pour $\omega^2 = f^2$, on a

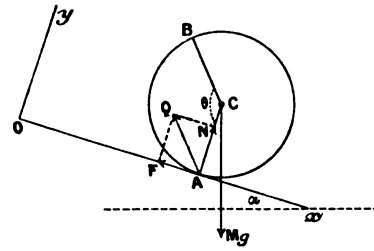
$$\frac{d\theta}{dt} = f\cos\theta, \qquad tf = \log\operatorname{tang}\left(\frac{\theta}{2} + \frac{\pi}{4}\right),$$

en comptant t à partir de l'instant où θ est nul. Alors la barre tend à se placer perpendiculairement à la direction Ox, mais elle n'arrive jamais à cette position, car, quand θ tend vers $\frac{\pi}{2}$, t augmente indéfiniment.

Les oscillations définies par l'équation (6) sont appelées *quadrantales* par Tait et Thomson (*Natural Philosophy*, § 322).

367. **Exemple II. — Mouvement d'un cercle homogène pesant, assujetti à rester dans un plan vertical et à rouler sans glissement sur une droite de ce plan.** — Prenons pour axe la droite donnée Ox et sa perpendiculaire Oy dirigée vers le haut dans le plan donné, et désignons

Fig. 207.



par α l'angle de Ox avec l'horizon. Le système constitué par le disque mobile est à liaisons complètes ; sa position dépend d'un seul paramètre, l'angle $ACB = \theta$ dont il a déjà tourné, ou l'abscisse $OA = x$ du centre.

On peut réaliser cette condition d'un roulement sans glissement, soit

à l'aide d'un fil tendu sur Ox et enroulé sur le disque, soit en munissant le disque et la droite fixe de dents très petites. Pour exprimer que le disque peut seulement rouler sur la droite sans glisser, on dit dans certains ouvrages que la droite est *parfaitement rugueuse*. L'abscisse x aura, d'après ce qui précède, la valeur

$$x = R\theta,$$

si nous supposons que le point B a primitivement coïncidé avec O.

Les forces qui agissent sur le disque sont son poids Mg appliqué en son centre C, et la réaction oblique Q de la droite. L'équation du mouvement nous sera donnée par le théorème des forces vives. La force vive totale est la force vive de la masse totale concentrée en C, $M\left(\frac{dx}{dt}\right)^2$, augmentée de la force vive dans le mouvement autour du centre de gravité, $Mk^2\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2$, puisque ce mouvement relatif est un mouvement de rotation de vitesse angulaire $\frac{d\theta}{dt}$. Nous avons déjà vu que le travail de la réaction est nul (n° 170); quant au travail élémentaire de la pesanteur, c'est $Mg\,dx\sin\alpha$; nous avons donc

$$d\frac{1}{2}\left[M\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + Mk^2\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2\right] = Mg\,dx\sin\alpha;$$

remplaçons θ par sa valeur $\frac{x}{R}$, divisons par M et effectuons la différentiation indiquée au premier membre, nous aurons, en résolvant par rapport à $\frac{d^2x}{dt^2}$,

$$\frac{d^2x}{dt^2} = g\,\frac{\sin\alpha}{1+\frac{k^2}{R^2}}.$$

Le centre du disque décrit donc une parallèle à l'axe des x, d'un mouvement uniformément varié; et l'expression ci-dessus montre que son accélération est toujours inférieure à g, même lorsque la droite est verticale.

Tout ce qui précède ne suppose pas que le disque soit homogène, mais seulement que le centre de gravité coïncide avec le centre de figure. Dans l'hypothèse de l'homogénéité, nous avons trouvé pour k^2 la valeur $\frac{R^2}{2}$; nous voyons qu'alors l'équation du mouvement devient

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{2}{3}g\sin\alpha.$$

Pour calculer les projections — F, N de la réaction Q sur les axes Ox et Oy, nous écrirons les équations du mouvement du centre de gravité

$$M\frac{d^2x}{dt^2} = Mg\sin\alpha - F, \qquad M\frac{d^2y}{dt^2} = -Mg\cos\alpha + N.$$

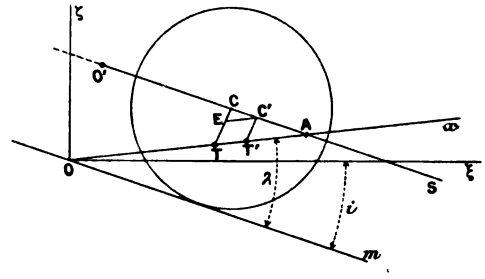
Remplaçant $\frac{d^2x}{dt^2}$ par sa valeur et remarquant que $\frac{d^2y}{dt^2}$ est nul, nous aurons

$$F = \frac{1}{3}Mg\sin\alpha, \qquad N = Mg\cos\alpha.$$

La réaction est donc constante.

368. **Exemple III. — Mouvement d'un double cône paraissant remonter, quoique descendant, sur un plan incliné.** (RESAL, *Comptes rendus*, t. CXI, p. 547.) — Soient deux droites OD, OD′ formant un angle 2φ dont le sommet est en bas. Sur cet angle, on place un solide formé de deux cônes homogènes identiques accolés par la base, de telle façon que le plan de la base coïncide avec le plan vertical $\xi O\zeta$ mené par la bissectrice Ox de l'angle DOD′. On demande le mouvement du cône en supposant qu'il ne peut que *rouler*, sans glisser, sur les deux droites OD et OD′. Prenons pour plan de la figure le plan vertical mené par la bissectrice Ox de l'angle DOD′ et choisissons un axe $O\zeta$ vertical vers le haut, un axe horizontal $O\xi$. Les deux droites OD, OD′, servant de guides au double cône, se projettent sur le plan de la figure suivant Ox; les deux points par lesquels les cônes touchent ces guides se projettent en T; enfin, les sommets des deux cônes se projettent sur ce même plan en un point C, car tout l'appareil est symétrique par rapport au plan $\xi O\zeta$.

Fig. 208.



Les plans tangents aux deux cônes menés respectivement par les guides OD et OD′ font, avec le plan horizontal, un angle constant et, par suite, sont fixes; ces deux plans se coupent suivant une droite fixe Om. Pour que le double cône semble remonter, quand on l'abandonne à lui-même

sans vitesse, il faut que Om soit situé au-dessous de $O\xi$ (comme dans la figure). Nous appellerons i l'angle ξOm que fait cette droite avec l'horizon. La base des deux cônes est un cercle constamment tangent à la droite Om; le centre C de cette base, qui est en même temps le centre de gravité de l'appareil, décrit donc une droite O'S parallèle à Om.

Si l'on considère la figure plane formée par la base mobile dans le plan $\xi O\zeta$, le centre instantané de rotation est en T, puisque le solide roule sur les deux guides. La droite TC, dont nous désignerons la longueur par r, est donc normale à la trajectoire du point C, c'est-à-dire à la droite O'S. Si l'on appelle s la longueur O'C, θ l'angle dont le double cône a tourné à partir d'une position déterminée, la vitesse angulaire de rotation du système est $\frac{d\theta}{dt}$, et comme les vitesses sont les mêmes que si le système tournait avec cette vitesse angulaire autour du centre instantané T, on a pour la vitesse du point C

$$(1) \qquad V = \frac{ds}{dt} = r\frac{d\theta}{dt}, \qquad ds = r\,d\theta;$$

pendant le temps dt, le point C vient en C', T en T', les droites TC et T'C' sont parallèles comme normales à la droite O'S, CC' est égal à ds; si par C' on mène une parallèle C'E à Ox, CE est égal à CT — C'T', c'est-à-dire à $-dr$. Dans le triangle rectangle CC'E on a donc, en appelant λ l'angle en C', angle qui est constant comme étant égal à $\widehat{xOm}$,

$$(2) \qquad \overline{CC'} = ds = r\,d\theta = -dr\cot\lambda.$$

Ces conditions géométriques étant posées, appliquons le théorème des forces vives. La force vive est, d'après le théorème de Kœnig,

$$Mr^2\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 + Mk^2\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2,$$

en appelant Mk^2 le moment d'inertie des deux cônes par rapport à leur axe; on a donc

$$d\left[\frac{M}{2}(r^2+k^2)\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2\right] = -Mg\,dr\sin i\cot\lambda,$$

car la somme des travaux élémentaires des forces de liaison est nulle, et le travail élémentaire du poids Mg est

$$Mg.\overline{CC'}\sin i \quad \text{ou} \quad -Mg\,dr\sin i\cot\lambda,$$

d'après la relation (2).

Appelons r_0 la valeur initiale de r et intégrons les deux membres en

supposant que la vitesse initiale, c'est-à-dire la valeur initiale de $\frac{d\theta}{dt}$ soit nulle. Nous aurons

$$(3) \qquad (r^2 + k^2)\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 = 2g(r_0 - r)\sin i \cot\lambda,$$

d'où enfin, en remplaçant $d\theta$ par la valeur $-\frac{dr}{r}\cot\lambda$, tirée de (2), et désignant par μ la constante $\sqrt{2g\sin i \tang\lambda}$,

$$\mu\, dt = \pm \frac{dr}{r}\sqrt{\frac{k^2 + r^2}{r_0 - r}};$$

comme r va en diminuant à partir de r_0, ainsi qu'il est évident géométriquement et qu'on le voit en remarquant que la quantité sous le radical doit être positive, il faut prendre le signe $-$; donc enfin

$$(4) \qquad \mu t = -\int_{r_0}^{r} \frac{dr}{r}\sqrt{\frac{k^2 + r^2}{r_0 - r}};$$

t est ainsi exprimé en r par une intégrale elliptique. Quand r tend vers zéro, t augmente indéfiniment; le centre de gravité C tend donc vers la position limite A sans jamais l'atteindre. D'après les relations (2) on a

$$\frac{dr}{r} = -d\theta \tang\lambda, \qquad r = r_0 e^{-\theta \tang\lambda},$$

en appelant θ l'angle dont le corps tourne à partir de la position initiale. On a ensuite, toujours d'après (2),

$$s - s_0 = (r_0 - r)\cot\lambda;$$

cette dernière formule permet de transformer la relation (4) en une relation entre s et t : on aurait ainsi une formule définissant le mouvement du centre de gravité C sur la droite O'S.

La vitesse V du centre de gravité est donnée par

$$V^2 = r^2\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 = 2g\sin i \cot\lambda\, \frac{r^2(r_0 - r)}{r^2 + k^2},$$

comme on le voit, d'après (3). Cette vitesse s'annule dans la position initiale pour $r = r_0$ et dans la position limite pour $r = 0$. Elle passe donc, dans l'intervalle, par un maximum aisé à calculer.

Le mouvement de la base des cônes dans le plan $\zeta O \xi$ s'obtient en faisant rouler la spirale logarithmique $r = r_0 e^{-\theta \tang\lambda}$ sur la droite Ox : c'est ce qui résulte des équations précédentes. (*Voir* une Note de M. Mannheim, *Comptes rendus*, 3 novembre 1890; une Note de M. de Saint-Germain,

Comptes rendus, 1891, et un article de M. H. Fleury, *Nouvelles Annales*, juin 1854.)

On trouvera aux exercices (10) l'indication de la solution d'un problème analogue, dans lequel le double cône serait remplacé par une sphère.

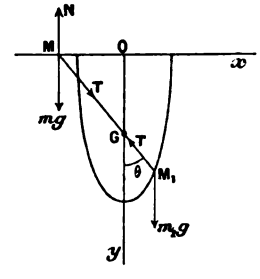
369. Pendule elliptique. — On appelle ainsi le système de deux points pesants M, M_1, invariablement liés l'un à l'autre par un fil sans masse, dont l'un, M, est assujetti à glisser sans frottement sur une droite horizontale Ox, et l'autre, M_1, à rester dans un plan vertical xOy.

Nous prendrons pour axe des y une verticale dirigée vers le bas.

Les forces agissant sur M sont : son poids mg, la réaction normale N de Ox, et la tension T du fil MM_1; celles qui agissent sur M_1 sont : la tension $-T$ et le poids $m_1 g$. On peut diviser ces forces en forces intérieures T, $-T$ et forces extérieures N, mg, $m_1 g$; ou encore en forces données mg, $m_1 g$, et forces de liaisons N, T, $-T$.

La configuration du système ne dépend que de deux paramètres : l'abscisse x du point M et l'angle θ de MM_1 avec la verticale; il suffit donc de deux équations indépendantes des forces de liaisons pour définir le mouvement (*fig.* 209).

Fig. 209.



La première de ces équations nous sera fournie par le théorème du mouvement du centre de gravité : la somme des projections des forces extérieures sur l'axe des x est nulle, donc

$$(1) \qquad (m + m_1)\frac{d^2\xi}{dt^2} = 0;$$

le mouvement de la projection du centre de gravité sur Ox est ainsi uniforme, ce qui donne la première équation

$$(2) \qquad mx + m_1 x_1 = ct + c'.$$

En appliquant le théorème des forces vives, nous aurons, les liaisons

étant indépendantes du temps et réalisées sans frottement,

$$d\,\frac{mv^2 + m_1 v_1^2}{2} = m_1 g\,dy_1,$$

car le travail de mg est nul.

Il est aisé de vérifier que les travaux des forces de liaisons ont une somme nulle : la force N reste normale au déplacement de son point d'application et la somme des travaux des tensions T, — T est nulle en vertu de cette condition que les points MM_1 doivent rester à une distance invariable. Si l'on intègre l'équation précédente, on obtient

$$(3) \qquad mv^2 + m_1 v_1^2 = 2m_1 g(y_1 + h);$$

les équations (2) et (3) définissent entièrement le mouvement.

Traitons complètement le cas où la vitesse initiale du centre de gravité est verticale ou nulle : l'équation (1) montre alors que ce point décrit une verticale; nous la prendrons pour axe des y, et nous aurons $\xi = 0$. Le mouvement est alors défini géométriquement de la façon suivante : les points M, G, M_1 restent à des distances invariables, deux d'entre eux, G et M, décrivant les droites rectangulaires Ox, Oy. Le troisième M_1 se déplace donc sur une ellipse ayant ces droites pour axes. En posant

$$M_1M = l, \qquad \widehat{yGM_1} = \theta,$$

on a

$$MG = \frac{lm_1}{m + m_1}, \qquad M_1G = \frac{lm}{m + m_1}.$$

Les coordonnées des points M et M_1 sont donc

$$x = -\frac{lm_1}{m + m_1}\sin\theta, \qquad y = 0; \qquad x_1 = \frac{lm}{m + m_1}\sin\theta, \qquad y_1 = l\cos\theta.$$

Pour calculer θ en fonction de t, il suffit de porter ces valeurs dans l'équation (2), où

$$v^2 = \frac{dx^2}{dt^2}, \qquad v_1^2 = \frac{dx_1^2 + dy_1^2}{dt^2}.$$

On a ainsi, après quelques réductions,

$$(m + m_1\sin^2\theta)\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 = \frac{2g}{l}(m + m_1)(\cos\theta + k),$$

où $k = \frac{h}{l}$. On tire de là t en fonction de θ par une quadrature.

Les conditions initiales n'influent que sur la valeur de k. L'expression de $\frac{d\theta}{dt}$ montre qu'il y a deux cas à considérer selon que k est supérieur ou

inférieur à $+1$; il est d'ailleurs toujours supérieur à $-\cos\theta_0$, puisque $\frac{d\theta}{dt}$ est nécessairement réel à l'instant initial. Dans le premier cas, θ peut varier de o à 2π, et le mobile M_1 décrit périodiquement l'ellipse tout entière; dans le second cas, il effectue des oscillations entre les positions correspondant aux deux valeurs de θ qui annulent $\cos\theta + k$. Le cas singulier, où k est égal à 1, est celui où la tige MM_1, partant d'une certaine position initiale, se déplace en tendant vers la verticale dans le sens des y négatifs, sans jamais l'atteindre. (Discussion analogue à celle du pendule simple.)

Revenons maintenant au cas général où la projection de la vitesse du centre de gravité sur l'axe des x est une constante différente de o, et cherchons le mouvement relatif par rapport à un système d'axes $xO'y'$ dont l'un, $O'y'$, passe constamment par le centre de gravité G, système animé, par conséquent, d'un mouvement de translation uniforme parallèlement à Ox. Le mouvement relatif est le même que si les axes $y'O'x$ étaient fixes (n° 334) et le centre de gravité G animé d'une vitesse verticale; c'est le mouvement que nous venons d'étudier (*fig.* 209).

Pour terminer la question, il nous faut maintenant calculer les tensions T, $-$T de la tige, ainsi que la réaction N de l'axe fixe Ox.

L'une des équations du mouvement du point M_1 est

$$(4) \qquad m_1 \frac{d^2 y_1}{dt^2} = -T\cos\theta + m_1 g;$$

mais nous avons

$$y_1 = l\cos\theta, \quad \frac{dy_1}{dt} = -l\sin\theta\frac{d\theta}{dt}, \quad \frac{d^2 y_1}{dt^2} = -l\sin\theta\frac{d^2\theta}{dt^2} - l\cos\theta\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2.$$

L'équation des forces vives nous a donné une équation de la forme

$$\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 = \varphi(\theta)$$

qui, par différentiation par rapport à t, devient

$$2\frac{d^2\theta}{dt^2} = \varphi'(\theta);$$

en portant ces valeurs de $\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2$ et $\frac{d^2\theta}{dt^2}$ dans $\frac{d^2 y_1}{dt^2}$, nous obtenons

$$\frac{d^2 y_1}{dt^2} = -\frac{l\sin\theta\varphi'(\theta)}{2} - l\cos\theta\varphi(\theta).$$

Par conséquent on a, d'après l'équation (4),

$$T = m_1 l\varphi(\theta) + m_1\frac{l}{2}\tang\theta\,\varphi'(\theta) + \frac{m_1 g}{\cos\theta}.$$

Connaissant T, on a immédiatement N en écrivant que le point M décrit l'axe Ox; on doit avoir

$$mg - N + T\cos\theta = m\frac{d^2y}{dt^2} = 0,$$

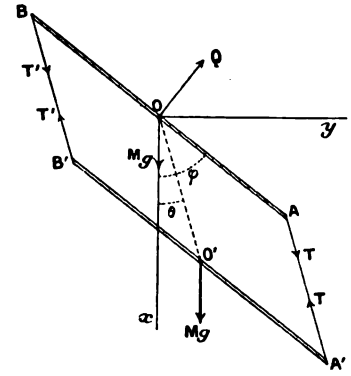
d'où l'on tire la valeur de N

$$N = mg + T\cos\theta.$$

370. **Problème.** — Trouver le mouvement du système constitué par deux barres homogènes pesantes AB, A'B', de longueurs égales et de même masse, reliées par des fils sans masse de même longueur, la droite AB étant assujettie à tourner autour de son milieu O et tout le système à se mouvoir dans un plan vertical fixe. (Licence.)

La position du système dépend de deux paramètres : l'inclinaison φ de AB sur la verticale Ox, et l'angle θ de la droite OO' qui joint les milieux des deux barres avec cette verticale. Le système est soumis à l'action des poids des deux barres, aux tensions T, T' des fils et à la réaction du point fixe O. Pour avoir le mouvement (*fig.* 210), il nous faut deux équations indépen-

Fig. 210.



dantes des forces de liaisons : elles nous seront données par le théorème des forces vives et par le théorème des moments des quantités de mouvement par rapport à la normale en O au plan de la figure.

Appliquons d'abord le théorème des forces vives. La longueur des fils étant supposée invariable, les travaux des tensions s'annuleront deux à deux; le travail du poids de la barre AB ainsi que celui de la réaction de O sont nuls; quant au travail élémentaire du poids de A'B', il a pour valeur

$$-Mgl\sin\theta\, d\theta.$$

D'autre part, la force vive de la barre AB est $Mk^2\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2$, celle de A'B' est égale à la force vive dans le mouvement autour du centre de gravité O' : $Mk^2\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2$, augmentée de la force vive de sa masse M concentrée en O', c'est-à-dire $Ml^2\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2$. Nous aurons donc

$$d\frac{1}{2}\left[2Mk^2\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2+Ml^2\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2\right]=-Mgl\sin\theta\,d\theta,$$

que nous écrirons en divisant par $M\,dt$ et effectuant la différentiation

$$\text{(I)}\qquad 2k^2\frac{d\varphi}{dt}\frac{d^2\varphi}{dt^2}+l^2\frac{d\theta}{dt}\frac{d^2\theta}{dt^2}=-gl\sin\theta\frac{d\theta}{dt}.$$

Passons maintenant au théorème des quantités de mouvement appliqué à tout le système. Un calcul analogue au précédent donne pour somme des moments des quantités de mouvement par rapport à un axe Oz normal au plan

$$2Mk^2\frac{d\varphi}{dt}+Ml^2\frac{d\theta}{dt};$$

la somme des moments des forces se réduisant d'ailleurs à $-Mgl\sin\theta$, nous aurons

$$\frac{d}{dt}\left[2Mk^2\frac{d\varphi}{dt}+Ml^2\frac{d\theta}{dt}\right]=-Mgl\sin\theta,$$

que nous écrirons

$$\text{(II)}\qquad 2k^2\frac{d^2\varphi}{dt^2}+l^2\frac{d^2\theta}{dt^2}=-gl\sin\theta.$$

Multiplions cette équation par $-\frac{d\theta}{dt}$ et ajoutons-la à l'équation des forces vives (I), il nous vient

$$\text{(III)}\qquad \left(\frac{d\varphi}{dt}-\frac{d\theta}{dt}\right)\frac{d^2\varphi}{dt^2}=0.$$

La quantité $\frac{d\varphi}{dt}-\frac{d\theta}{dt}$ ne peut pas être constamment nulle, car à l'origine du mouvement elle a une valeur arbitraire; nous avons donc

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2}=0;$$

la rotation de la barre AB est uniforme. L'équation (II) nous donne alors

$$\frac{d^2\theta}{dt^2}=-\frac{g}{l}\sin\theta,$$

équation du mouvement d'un pendule simple; le point O' se meut donc comme si le reste de la barre A'B' n'existait pas et s'il était relié directement à O' par un fil sans masse.

Pour calculer les forces de liaisons, nous appliquerons d'abord le théorème des moments des quantités de mouvement à la barre AB, par rapport au même axe que précédemment, ce qui nous donnera

$$Mk^2 \frac{d^2\varphi}{dt^2} = \text{moment de } T' + \text{moment de } T;$$

comme $\frac{d^2\varphi}{dt^2}$ est nul, et que les tensions T, T' sont parallèles, de même sens et à la même distance de part et d'autre de l'origine, ces forces doivent être égales à

$$T = T';$$

appliquons maintenant le théorème du mouvement du centre de gravité à la barre A'B'; son milieu O' se déplace comme s'il était directement soumis au poids Mg de la barre et aux tensions égales T et T' transportées en ce point. D'autre part, le mouvement de ce point est le même que s'il possédait la masse M et était relié au point O par un fil sans masse; la somme 2T des tensions est donc égale à la réaction du fil dans le mouvement du pendule simple de masse M et de longueur l, savoir :

$$2T = \frac{Mg}{l}(2a - 3l\cos\theta),$$

a étant une constante dépendant des conditions initiales.

Connaissant alors la tension T, nous calculerons la réaction du point O en écrivant que ce point, considéré comme centre de gravité de la barre AB, reste immobile; on trouve ainsi que la réaction Q doit faire équilibre à la résultante du poids Mg et de la somme 2T, dirigée suivant OO', des deux tensions appliquées en A et B.

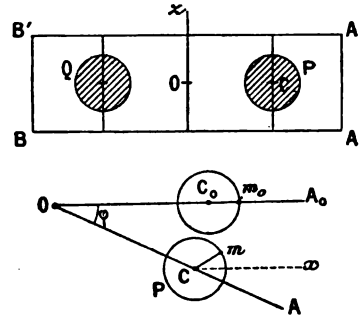
370 *bis*. **Exercice.** — Un châssis rectangulaire ABA'B', formé de deux tiges horizontales homogènes AB, A'B' et de deux tiges verticales identiques AA', BB', est mobile autour d'un axe vertical fixe Oz passant par les milieux des côtés horizontaux. Dans ce châssis sont fixées deux toupies homogènes égales P et Q à axes verticaux, placées symétriquement par rapport à l'axe Oz. Le système étant d'abord immobile, on suppose que les deux toupies se mettent au même instant à tourner dans le même sens avec une vitesse angulaire connue ω par rapport au châssis; pour réaliser cette condition sans faire intervenir de forces extérieures au système, on peut imaginer que les toupies sont mises en mouvement par un mécanisme d'horlogerie à ressort qui est attaché au châssis et dont les pièces mobiles ont une masse très petite par rapport à celle du châssis et des toupies.

On demande quel mouvement prendra le système. Nous allons voir que le châssis tourne autour de Oz avec une vitesse angulaire qui est dans un rapport constant avec ω.

En effet, soient, en projection horizontale, OA_0 la position initiale de la tige horizontale du châssis, OA la position de cette tige à l'instant t. Le point de la toupie, qui était en m_0 au temps $t = 0$, est venu en m à l'instant t, de sorte que la toupie, dont l'axe se projette horizontalement en C, a tourné par rapport au châssis d'un angle $\widehat{ACm} = \theta$, tandis que le châssis a tourné d'un angle $\widehat{A_0OA} = \varphi$.

La somme des moments des quantités de mouvement par rapport à Oz est constamment nulle, car la somme des moments des forces extérieures est nulle et le système part du repos. Le théorème des aires s'applique donc à la projection du mouvement sur le plan horizontal; la toupie et le châssis doivent tourner en sens contraire; c'est ce que nous avons admis sur la *fig.* 210 *bis*. L'angle absolu $\widehat{xCm}$ dont la toupie a tourné autour de

Fig. 210 *bis*.



son axe est $\theta - \varphi$, Cx étant parallèle à C_0m_0; la vitesse angulaire absolue de la toupie est donc $\frac{d\theta - d\varphi}{dt}$, sa vitesse angulaire relative au châssis étant $\omega = \frac{d\theta}{dt}$.

Ceci posé, écrivons que la somme des moments des quantités de mouvement par rapport à Oz est nulle. Cette somme est composée :

1° De la somme des moments des quantités de mouvement du châssis, $-I\frac{d\varphi}{dt}$, I désignant le moment d'inertie du châssis;

2° Du moment de la quantité de mouvement de la masse M de la toupie P supposée concentrée en son centre C, $-Mc^2\frac{d\varphi}{dt}$, c désignant la distance de l'axe C de la toupie à Oz;

3° De la somme des moments des quantités de mouvement de la toupie P par rapport à son axe $Mk^2 \frac{d\theta - d\varphi}{dt}$;

4° De deux termes identiques aux deux précédents, provenant de la deuxième toupie. On a donc

$$-I\frac{d\varphi}{dt} - 2Mc^2\frac{d\varphi}{dt} + 2Mk^2\left(\frac{d\theta - d\varphi}{dt}\right) = 0,$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{2Mk^2}{2Mk^2 + 2Mc^2 + I}\frac{d\theta}{dt}.$$

Le châssis tourne donc en sens contraire des toupies avec une vitesse angulaire qui est dans un rapport constant avec ω. Les angles φ et θ partant de zéro, leur rapport a la même valeur constante.

On a encore là un exemple d'un système sollicité par des forces telles que la somme de leurs moments par rapport à Oz soit nulle et se mettant à tourner autour de Oz sous l'action des seules forces *intérieures;* chaque fois que les toupies ont fait un tour par rapport au châssis, le système a repris la même configuration et a tourné d'un certain angle.

Ce même système étant dégagé de l'axe fixe et abandonné à lui-même dans le vide, tomberait verticalement, d'abord d'un mouvement de translation, et se mettrait à tourner autour de son axe de symétrie au moment où le mécanisme d'horlogerie mettrait les toupies en mouvement.

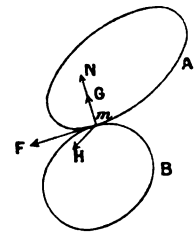
III. — FROTTEMENT DE GLISSEMENT ET RÉSISTANCE DE MILIEU.

371. Généralités. — Imaginons deux corps solides mobiles (*fig.* 211) A et B en contact; soit m un point du corps A en contact avec le corps B. Comme nous l'avons vu dans le n° 55, les vitesses relatives des différents points du corps A par rapport au corps B, regardé comme immobile, sont les mêmes que si le corps A était animé : 1° d'une vitesse de translation identique à la vitesse relative V_r du point m, vitesse située dans le plan tangent commun aux deux surfaces des corps en m et appelée *glissement;* 2° d'une rotation instantanée ω autour d'un axe passant par m; la composante ω_n de cette rotation autour de la normale en m aux deux surfaces s'appelle *pivotement* et la composante ω_t située dans le plan tangent s'appelle *roulement.* Quand la rotation instantanée ω est *nulle,* on dit que le mouvement relatif de A par rapport à B est un *glissement* proprement dit; quand la vitesse relative du point m est nulle, il n'y a pas de glissement : le mouvement de A par rapport à B est un roulement et un pivotement. En

général, il y a donc à la fois glissement, roulement et pivotement.

Au point de vue dynamique, quand deux solides mobiles A et B sont en contact avec pression, les deux corps se déforment et le contact n'a plus lieu en un point unique (*fig.* 211). Les deux corps se touchent suivant une certaine aire, très petite, en chacun des points de laquelle ils agissent l'un sur l'autre. D'après les théorèmes sur la réduction d'un système de forces appliquées à un solide, l'ensemble des actions ainsi exercées sur l'un des corps peut se réduire à une force appliquée en un point pris à volonté et à un couple. Comme les corps se touchent par une aire très petite, on peut, au point de vue géométrique, les regarder comme se touchant en un seul point m que nous appellerons le point

Fig. 211.



géométrique de contact. Les actions exercées par le corps B sur le corps A peuvent alors être réduites aux éléments suivants :

1° Une force N appliquée au corps A au point de contact géométrique m et dirigée normalement aux surfaces en contact : cette force est la *réaction normale* s'opposant à la pénétration réciproque des corps ;

2° Une force F appliquée au même point m et située dans le plan tangent en ce point aux surfaces en contact : cette force est le *frottement de glissement* s'opposant au glissement ;

3° Un couple G dont l'axe est normal aux surfaces en contact : ce couple est le couple du *frottement de pivotement* s'opposant au pivotement ;

4° Un couple H dont l'axe, situé dans le plan tangent commun aux surfaces en contact, est dirigé suivant la composante tangentielle ω_t de la rotation instantanée : ce couple est le couple du *frottement de roulement* s'opposant au roulement.

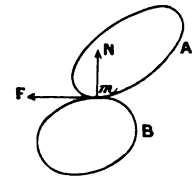
Les actions du corps A sur B sont des forces et des couples respectivement égaux et opposés aux précédents. En général, les deux couples G et H sont très petits par rapport aux forces N et F. Nous commencerons par traiter des questions dans lesquelles ces couples sont *négligeables,* en réservant pour le paragraphe suivant l'étude spéciale du frottement de roulement et de pivotement.

Nous avons supposé que les deux corps A et B sont en contact par une aire très petite qu'on peut regarder comme un point. Dans certaines questions les deux corps peuvent avoir une infinité de points géométriques de contact; c'est ce qui arrive par exemple pour un cube posé sur un plan; il faut alors appliquer à chaque point géométrique de contact les considérations précédentes.

Remarque. — Il ne faudrait pas croire que le frottement est une force uniquement capable d'empêcher le mouvement, mais non de l'engendrer. En effet, le frottement peut servir, par exemple, à transmettre une partie du mouvement du corps A au corps B. Ainsi, lorsqu'une courroie, animée d'un mouvement rapide, vient à être placée sur une poulie primitivement en repos, elle commence d'abord par glisser sur elle et n'arrive que graduellement à lui communiquer son mouvement : la force qui agit ici comme force *entraînante*, pour amener les points de la circonférence de la poulie d'une vitesse nulle à celle de la courroie est le frottement : il constitue une résistance pour le mouvement de la courroie, tandis qu'il accélère celui de la poulie. (*Voir* Reuleaux, *Cinématique*, Notes, p. 633.)

372. **Frottement de glissement.** — Nous avons donné dans le premier Volume (n° 195) les lois généralement admises du frot-

Fig. 212.



tement de glissement dans l'état de repos ou dans l'état de mouvement, avec les restrictions qu'il convient d'y apporter d'après les expériences de Hirn.

Imaginons un solide A qui se meut en glissant sur un autre corps B : soient m un point matériel du corps A qui touche B, N la réaction normale de B sur A en ce point, la force de frottement F est une force appliquée au point m, dirigée en sens contraire de la vitesse relative de ce point par rapport au corps B et égale à fN, f désignant le coefficient de frottement. Cette loi est applicable tant qu'il y a glissement, c'est-à-dire tant que la vitesse relative du point m par rapport au corps B n'est pas *nulle*. Supposons que cette vitesse *devienne et reste nulle,* alors deux cas peuvent se présenter :

1° Ou bien le corps A reste immobile par rapport à B : dans ce cas la réaction tangentielle de B sur A suit les lois du frottement à l'état de repos;

2° Ou bien, et c'est le cas général, le mouvement relatif de A par rapport à B est un *mouvement de roulement et pivotement.* Dans ce cas, il n'y a plus glissement : les lois du frottement de glissement à l'état de mouvement ne sont donc plus applicables; on convient d'appliquer encore les lois du frottement de glissement *à l'état de repos,* c'est-à-dire que l'on regarde la réaction totale de B sur A comme formée d'une composante normale N et d'une composante tangentielle F de direction et de grandeur inconnues avec la condition $F < fN$. Nous supposons, bien entendu, dans ce paragraphe, que l'on néglige les frottements de roulement et de pivotement; autrement, il faudrait ajouter les deux couples qui représentent ces frottements.

373. **Discontinuités possibles dans les équations du mouvement.** — 1° Soit V_r la vitesse relative par rapport au corps B du point matériel m de A qui est au contact. Tant que V_r est différent de zéro, il y a glissement; si $V_r = 0$ il y a roulement et pivotement de A sur B et de B sur A. Supposons qu'à l'instant initial t_0, V_r soit nul : il s'agit de savoir si, à l'instant $t > t_0$, les deux corps vont glisser ou rouler et pivoter l'un sur l'autre. Pour cela, il faudra essayer les deux hypothèses :

On supposera, par exemple, qu'il y a roulement et pivotement, c'est-à-dire que V_r reste nul : alors la réaction de B sur A se compose de la réaction normale N et d'une force tangentielle F de direction indéterminée et de grandeur $F < fN$, d'après les lois

que nous admettons. On mettra le problème en équation dans ces hypothèses, et l'on calculera la réaction normale N et la réaction tangentielle F. Si la valeur trouvée pour F est moindre que fN, la supposition faite est exacte, le mouvement de A sur B est un mouvement de roulement et de pivotement et ce mouvement persistera jusqu'au moment où F deviendra supérieur à fN; à partir de ce moment il y aura à la fois glissement, roulement et pivotement, et les équations devront être modifiées. Si, au contraire, la valeur trouvée pour F est, dès le début, supérieure à fN, le mouvement de roulement et pivotement, sans glissement, est impossible; il y a, dès le début, un mouvement de glissement; il faut alors écrire les équations du mouvement en appliquant les lois du frottement de glissement à l'état de mouvement. Ce mouvement de glissement persistera tant que les équations supposées intégrées donneront pour V_r une valeur différente de zéro. Si, à un certain instant t_1, l'expression de V_r devient nulle, il s'agit de savoir si, à partir de cet instant, V_r reste ou non égal à zéro. On se trouve alors de nouveau en face du problème dont nous venons d'indiquer la solution.

2° Voici un autre genre de discontinuité, dans les équations qu'il importe de signaler. Qu'il y ait glissement ou roulement, il peut arriver qu'à un certain intant t l'expression algébrique de N d'abord positive, s'annule puis devienne négative. Alors, si les deux corps A et B peuvent se séparer, ils se séparent à l'instant t. Si les deux corps ne peuvent pas se séparer, la réaction normale change de sens. Comme la force de frottement est essentiellement *positive,* elle doit alors, puisque N est négatif, être prise égale à $-f$N dans le cas du glissement et inférieure à $-f$N dans le cas du roulement.

On doit donc, à partir de l'instant t, modifier les équations du mouvement en changeant f en $-f$. Si l'on ne prenait pas cette précaution, les équations, à partir de l'instant t, représenteraient un mouvement dans lequel l'action tangentielle de B sur A tendrait à *accroître* la vitesse relative par rapport à B du point m de A qui est au contact; ce qui est absurde.

374. Exemple I. — Un disque circulaire homogène pesant situé dans un plan vertical (*fig.* 207) est placé sur une droite fixe Ox inclinée à l'hori-

zon d'un angle α et abandonné à lui-même sans vitesse initiale. On suppose qu'il y a frottement et l'on demande si le disque se met à rouler ou à glisser.

Admettons qu'il y ait roulement, on aura alors à traiter le problème du n° 367 : on trouvera, comme nous l'avons vu, que la réaction normale de la droite sur le disque est $N = Mg\cos\alpha$, et la réaction tangentielle $\frac{1}{3}Mg\sin\alpha$. Pour que le roulement soit possible, il faut que cette réaction tangentielle soit moindre que fN, f étant le coefficient de frottement

$$\frac{Mg\sin\alpha}{3} < fMg\cos\alpha, \qquad \tang\alpha < 3f.$$

Si cette condition n'est pas remplie, le roulement ne peut pas avoir lieu sans glissement; le disque glisse et roule en même temps.

Traitons le problème dans cette nouvelle hypothèse. La réaction de la droite Ox sur le disque a alors une composante normale N et une composante tangentielle $F = fN$ dirigée vers le haut. L'angle $ACB = \theta$ et l'abscisse $OA = x$ du centre de gravité (*fig.* 207) ne sont plus liés par aucune relation géométrique puisqu'il n'y a pas roulement. Les équations du mouvement du centre de gravité donnent

$$M\frac{d^2x}{dt^2} = Mg\sin\alpha - fN, \qquad 0 = -Mg\cos\alpha + N.$$

La réaction normale est donc constante. Portant sa valeur $N = Mg\cos\alpha$ dans la première équation, on a

$$\frac{d^2x}{dt^2} = g(\sin\alpha - f\cos\alpha),$$

valeur constante positive à cause de l'hypothèse $\tang\alpha > 3f$. Comme le disque est supposé partir du repos, on a

$$x = \frac{gt^2}{2}(\sin\alpha - f\cos\alpha).$$

Appliquons ensuite le théorème des moments au mouvement relatif autour du centre de gravité, nous avons

$$Mk^2\frac{d^2\theta}{dt^2} = fNR;$$

comme $k^2 = \frac{R^2}{2}$, et que le disque part du repos, on en tire

$$\theta = \frac{fgt^2\cos\alpha}{R}.$$

Comme vérification, appelons u la vitesse du point du disque qui se

trouve en A : cette vitesse est la résultante de la vitesse due à la translation du centre et de la vitesse due à la rotation autour du centre

$$u = \frac{dx}{dt} - R\frac{d\theta}{dt}.$$

D'après les équations précédentes, on trouve

$$u = gt(\sin\alpha - 3f\cos\alpha).$$

Cette vitesse est donc positive à cause de la condition $\tang\alpha > 3f$: elle ne s'annule jamais; le glissement persiste indéfiniment.

S'il n'y avait pas de frottement, le disque abandonné à lui-même sans vitesse glisserait sans roulement.

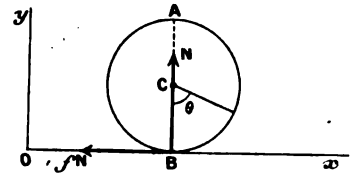
375. **Exemple II. — Mouvement avec frottement d'un cerceau vertical sur une droite horizontale.** — Considérons un cerceau homogène de rayon R et de masse M placé verticalement sur un plan horizontal et lancé dans un plan vertical. Il est évident, par raison de symétrie, que le cerceau reste dans le plan vertical initial que nous prenons pour plan de la figure xOy.

Soient

C le centre du cerceau,
B le point par lequel il touche le plan horizontal Ox,
x l'abscisse OB du centre C,
θ l'angle dont le cerceau a tourné à partir de sa position initiale dans le sens positif, de Ox vers Oy.

Première phase. — Le centre C a une vitesse horizontale v dont la

Fig. 213.



valeur algébrique est $\frac{dx}{dt}$; en même temps le cerceau tourne autour de son centre avec une vitesse angulaire $\omega = \frac{d\theta}{dt}$. Le point du cerceau qui se trouve en B a une vitesse u résultant de la vitesse v due à la translation

du centre et de la vitesse $R\frac{d\theta}{dt}$ due à la rotation autour du centre

$$(1) \qquad u = \frac{dx}{dt} + R\frac{d\theta}{dt}.$$

Supposons pour fixer les idées que, à l'instant $t = 0$, x soit nul et u positif : le point le plus bas du cerceau glisse alors sur Ox dans le sens positif Ox, la force de frottement est donc dirigée en sens contraire. Les forces appliquées au corps solide sont le poids Mg, la réaction normale N du sol et la force de frottement fN.

Le théorème du mouvement du centre de gravité, projeté sur Oy, donne

$$0 = N - Mg;$$

car la coordonnée y de C est constante. On a donc $N = Mg$. Le théorème du mouvement du centre de gravité projeté sur Ox donne ensuite

$$(2) \qquad \frac{d^2x}{dt^2} = -fg.$$

Enfin, si l'on appelle Mk^2 le moment d'inertie du cerceau par rapport à un axe mené par C perpendiculairement à son plan, le théorème des moments des quantités de mouvement, appliqué au mouvement autour du centre de gravité, donne

$$(3) \qquad k^2\frac{d^2\theta}{} = -fRg,$$

car le moment de la force de frottement par rapport à C est $-f$NR.

D'après ces formules, le centre C est animé d'un mouvement rectiligne uniformément retardé. L'équation (2) donne, en effet,

$$(4) \qquad \frac{dx}{dt} = -fgt + v_0, \qquad x = -\frac{fgt^2}{2} + v_0 t,$$

v_0 désignant la valeur initiale de v. La vitesse angulaire décroît aussi proportionnellement au temps

$$(5) \qquad \frac{d\theta}{dt} = -\frac{fRg}{k^2}t + \omega_0,$$

ω_0 désignant la valeur initiale de la vitesse angulaire. L'expression (1) de u donne alors

$$(6) \qquad u = -fg\left(1 + \frac{R^2}{k^2}\right)t + u_0,$$

u_0 étant égal à $v_0 + R\omega_0$. Cette vitesse u décroît proportionnellement à t : elle s'annule au bout du temps

$$T = \frac{u_0}{fg\left(1 + \frac{R^2}{k^2}\right)}.$$

Deuxième phase. — A ce moment le point du cerceau qui est au contact en B a une vitesse nulle; il s'agit alors de savoir si le mouvement ultérieur est un roulement ou un glissement. On peut prévoir que c'est un roulement, c'est-à-dire que la vitesse u du point qui est au contact *reste nulle:* en effet, si elle prenait une valeur différente de zéro, si petite soit-elle, le système se retrouverait dans des conditions analogues aux conditions initiales, et la force de frottement de glissement fN ramènerait la vitesse u à zéro. Donc à partir de l'instant T il y a *roulement.*

Si l'on néglige le frottement de roulement, la réaction tangentielle F du plan horizontal doit alors suivre la loi du frottement de glissement dans l'état de repos, c'est-à-dire doit être une force inconnue moindre que fN. Nous allons le vérifier en montrant que $F = 0$. Comme il y a roulement, le travail de F est nul, ceux de N et du poids le sont évidemment, et le mouvement de roulement est uniforme. On a donc

$$\frac{d^2x}{dt^2} = 0, \qquad \frac{d^2\theta}{dt^2} = 0;$$

et l'équation du mouvement du centre de gravité $M\frac{d^2x}{dt^2} = -F$ montre que $F = 0$. Dans cette deuxième phase du mouvement $\frac{dx}{dt}$ et $\frac{d\theta}{dt}$ restent donc constants à partir de l'instant T et égaux aux valeurs V et Ω qu'ils possèdent à cet instant, valeurs faciles à calculer par les formules ci-dessus; enfin, u reste constamment nul, de sorte que

$$V + R\Omega = 0.$$

Nous venons d'indiquer le moyen de calculer en fonction des données initiales la vitesse finale du centre. On peut encore trouver *a priori* cette vitesse si l'on fait la remarque suivante.

L'élimination de f entre les équations (2) et (3) donne

$$\frac{d^2x}{dt^2} - \frac{k^2}{R}\frac{d^2\theta}{dt^2} = 0,$$

d'où, en intégrant,

$$(7) \qquad \frac{dx}{dt} - \frac{k^2}{R}\frac{d\theta}{dt} = v_0 - \frac{k^2}{R}\omega_0.$$

La quantité (7) reste donc constante pendant la première et la deuxième

phase du mouvement, car l'équation (7) étant obtenue par l'élimination de f, a lieu quelle que soit la loi de la réaction tangentielle. Dans la phase finale

$$\frac{dx}{dt} = V, \qquad \frac{d\theta}{dt} = \Omega = -\frac{V}{R};$$

on a donc, en portant dans (7),

$$V\left(1 + \frac{k^2}{R^2}\right) = v_0 - \frac{k^2}{R}\omega_0, \tag{8}$$

d'où V. Par exemple, si, v_0 étant positif, on a $v_0 - \frac{k^2}{R}\omega_0 < 0$, le mouvement final de roulement est tel que $V < 0$; il est de sens contraire au mouvement de translation initial de C.

C'est ce qu'il est facile de réaliser en lançant le cerceau ($v_0 > 0$) en avant après lui avoir imprimé un fort mouvement de rotation $\left(\omega_0 > \frac{Rv_0}{k^2}\right)$; le cerceau, après s'être d'abord éloigné, revient en roulant.

L'équation (7) signifie que, pendant toute la durée du mouvement, le point matériel du cerceau qui se trouve à chaque instant au-dessus du centre, à une distance $\frac{k^2}{R}$, a une vitesse absolue *constante*. Si le cerceau est suffisamment mince pour pouvoir être assimilé à une circonférence matérielle, k est égal à R, et le point dont la vitesse est constante est le point le plus haut A.

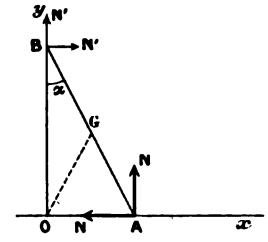
376. Exemple III. — Une échelle AB (*fig.* 214), de masse m, est appuyée sur un sol horizontal Ox et contre un mur vertical Oy : la ligne médiane de l'échelle est supposée située dans un plan perpendiculaire au mur et au sol, plan que nous prenons pour plan de la figure. On imprime à l'échelle une vitesse initiale tendant à rapprocher le point B du point O; trouver le mouvement en admettant qu'il y ait frottement sur le sol et le mur et que le coefficient de frottement aux deux extrémités soit l'*unité* ($f = 1$).

Remarquons tout d'abord que, le coefficient de frottement étant 1, l'échelle est en équilibre dans toutes ses positions. En effet, le centre de gravité G est au milieu de AB (*fig.* 214) : si l'on mène en A et B des droites AM et BM faisant respectivement avec les normales au sol et au mur des angles de 45° (angle de frottement dans le cas actuel), le point M est toujours à gauche de la verticale du point G, et, par suite, il y a équilibre, quelle que soit l'inclinaison de l'échelle (n° 194; il faut remarquer que G est actuellement le milieu de AB).

Une fois l'échelle lancée, les forces qui agissent sur elle sont : le poids mg appliqué en G, la réaction normale N du sol au point A et la force de frottement en A dirigée de A vers O et égale à N (car $f = 1$); la réaction

normale N′ du mur sur le point B et la force de frottement N′ dirigée suivant OB. Appelons α l'angle de l'échelle avec le mur, $2l$ sa longueur, mk^2 son moment d'inertie par rapport à un axe perpendiculaire au plan de

Fig. 214.



la figure au point G. Les équations du mouvement du centre de gravité (ξ, η) donnent

$$(1) \qquad m\frac{d^2\xi}{dt^2} = N' - N, \qquad m\frac{d^2\eta}{dt^2} = -mg + N' + N.$$

Appliquons ensuite le théorème des moments au mouvement relatif autour du centre de gravité G. Ce mouvement relatif est une rotation de vitesse angulaire $\frac{d\alpha}{dt}$ autour d'un axe mené par G perpendiculairement au plan de la figure. On a donc

$$(2) \qquad mk^2\frac{d^2\alpha}{dt^2} = l(N - N')\sin\alpha - l(N + N')\cos\alpha,$$

comme on le voit immédiatement en évaluant géométriquement les moments des forces par rapport au point G. Des équations (1) tirons $N' - N$ et $N' + N$ pour les porter dans (2); il vient

$$(3) \qquad k^2\frac{d^2\alpha}{dt^2} = -gl\cos\alpha - l\left(\frac{d^2\eta}{dt^2}\cos\alpha + \frac{d^2\xi}{dt^2}\sin\alpha\right).$$

Mais

$$\xi = l\sin\alpha, \qquad \eta = l\cos\alpha,$$

$$(4) \qquad \begin{cases} \dfrac{d^2\xi}{dt^2} = -l\left(\dfrac{d\alpha}{dt}\right)^2\sin\alpha + l\dfrac{d^2\alpha}{dt^2}\cos\alpha, \\ \dfrac{d^2\eta}{dt^2} = -l\left(\dfrac{d\alpha}{dt}\right)^2\cos\alpha - l\dfrac{d^2\alpha}{dt^2}\sin\alpha. \end{cases}$$

Remplaçant dans (3), on a enfin pour l'équation du mouvement

$$(5) \qquad k^2\frac{d^2\alpha}{dt^2} = l^2\left(\frac{d\alpha}{dt}\right)^2 - gl\cos\alpha,$$

équation analogue à celle du mouvement d'un pendule simple soumis à une résistance de milieu proportionnelle au carré de la vitesse (n° 249).

Pour intégrer, posons

$$\frac{d\alpha}{dt} = \alpha', \qquad \frac{d^2\alpha}{dt^2} = \frac{d\alpha'}{dt} = \frac{d\alpha'}{d\alpha}\frac{d\alpha}{dt} = \frac{1}{2}\frac{d\alpha'^2}{d\alpha},$$

$$\frac{l^2}{k^2} = \frac{\lambda}{2}, \qquad \frac{gl}{k^2} = \frac{\mu}{2};$$

l'équation devient

$$\frac{d\alpha'^2}{d\alpha} = \lambda\alpha'^2 - \mu\cos\alpha, \tag{6}$$

équation linéaire en α'^2, dont l'intégrale générale est

$$\alpha'^2 = Ce^{\lambda\alpha} - \frac{\mu}{1+\lambda^2}(\sin\alpha - \lambda\cos\alpha). \tag{7}$$

La vitesse angulaire initiale α'_0 correspondant à $\alpha = \alpha_0$ étant donnée, on a

$$C = e^{-\lambda\alpha_0}\left[\alpha'^2_0 + \frac{\mu}{1+\lambda^2}(\sin\alpha_0 - \lambda\cos\alpha_0)\right]. \tag{8}$$

Les formules (1) permettent de calculer N et N' en fonction de α, α', et par suite en fonction de α. Les calculs précédents ne s'appliquent que tant que N et N' sont positifs. Si l'une de ces réactions s'annulait pour devenir négative, l'extrémité correspondante de l'échelle ne porterait plus : les équations devraient être modifiées.

Si α'_0 est supérieur à $\frac{\sqrt{\mu\cos\alpha_0}}{\lambda}$, $\frac{d\alpha'^2}{d\alpha}$ est positif, au début, d'après (6), α'^2 va constamment en croissant et l'échelle glisse avec une vitesse croissante.

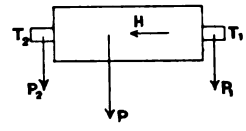
Si α'_0 est inférieur à $\frac{\sqrt{\mu\cos\alpha_0}}{\lambda}$, α'^2 va d'abord en diminuant; dans ce cas, il peut arriver que, pour une certaine valeur de α, α'^2 s'annule : l'échelle s'arrête alors dans la position correspondante, car elle est en équilibre dans toutes les positions.

On pourra traiter de même le cas où le coefficient de frottement aurait une valeur quelconque f.

377. Frottement des tourillons sur les coussinets. — Pour assujettir un solide à tourner autour d'un axe, on lie invariablement au solide deux cylindres circulaires droits égaux T_1 et T_2, placés dans le prolongement l'un de l'autre : ce sont les *tourillons*. Ces tourillons sont ensuite placés sur deux surfaces cylindriques de révolution fixes, ayant un axe commun parallèle à celui des tourillons; ces surfaces se nomment *coussinets*. On a

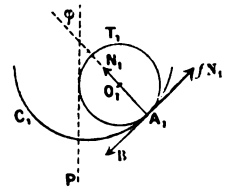
figuré (*fig.* 216) en T_1 et C_1 un tourillon reposant sur un coussinet, en faisant une section droite du tourillon et exagérant la différence entre le rayon du tourillon et celui du coussinet.

Fig. 215.



Supposons que le corps solide, rendu mobile de cette manière, ait son centre de gravité sur l'axe des tourillons et soit sollicité par des forces qui se réduisent à un couple de moment H dont le plan est perpendiculaire à l'axe des tourillons et à une force P constante en direction perpendiculaire à l'axe; on peut toujours supposer que cette force rencontre l'axe en modifiant convenablement le couple H. Dans la figure, l'axe est supposé horizontal et la force P verticale. Voyons ce qui se passe à l'une des extrémités. Le tourillon tournant dans le sens de la flèche B frotte sur le fond du coussinet; il commence par rouler sur celui-ci et son centre s'arrête dans une position O_1, le point de contact étant A_1. Le tourillon tourne alors autour de son axe O_1 en frottant sur le coussinet en A_1. La réaction du coussinet se compose donc d'une réaction normale N_1, rencontrant l'axe, et d'une force tangentielle fN_1; nous appellerons φ l'angle de N_1 avec la direc-

Fig. 216.



tion de P. A l'autre extrémité, les mêmes faits se produiront : les forces appliquées au tourillon seront N_2 et fN_2; l'angle φ sera le même, car les coussinets obligent l'axe à rester horizontal. Le corps tourne alors autour d'un axe fixe, l'axe du tourillon : son centre de gravité étant immobile, la somme des projections des forces extérieures sur une direction quelconque est nulle. Projetons successivement sur la direction P et la direction perpendiculaire à P et à l'axe, en remarquant que le couple H ne donne rien. Il vient

$$P - (N_1 + N_2)\cos\varphi - f(N_1 + N_2)\sin\varphi = 0,$$
$$(N_1 + N_2)\sin\varphi - f(N_1 + N_2)\cos\varphi = 0.$$

La deuxième équation donne $\tan\varphi = f$: φ est donc l'*angle de frotte-*

ment. La première donne ensuite, en remplaçant f par $\tang\varphi$,

$$N_1 + N_2 = P\cos\varphi.$$

Pour avoir maintenant l'équation du mouvement, appliquons le théorème des moments par rapport à l'axe des tourillons, en appelant Mk^2 le moment d'inertie par rapport à cet axe, ω la vitesse angulaire et ρ le rayon O_1A_1 des tourillons : il vient

$$Mk^2\frac{d\omega}{dt} = H - f\rho(N_1 + N_2),$$

ou enfin

$$Mk^2\frac{d\omega}{dt} = H - \rho P\sin\varphi.$$

Il faut remarquer, pour écrire cette équation, que la somme des moments des deux forces du couple par rapport à l'axe est précisément son moment H, car le plan du couple est supposé perpendiculaire à l'axe.

378. Modérateur à ailettes. — Soit un treuil de masse M et de rayon R, mobile autour d'un axe horizontal par l'intermédiaire de deux tourillons de rayon ρ; sur ce treuil est enroulée une corde dont on néglige la masse et qui pend verticalement en portant à son extrémité un corps pesant de masse m. Sur certains des rayons du treuil sont montées des ailettes planes toutes égales entre elles, dont les plans passent par l'axe; ces ailettes sont deux à deux diamétralement opposées, de sorte que leur nombre n est *pair*. Quand le treuil tourne, ces ailettes frappent l'air; il en résulte sur chaque ailette une pression normale dirigée en sens contraire du mouvement de rotation. Les ailettes étant égales et deux à deux diamétralement opposées, toutes ces pressions sont deux à deux égales et opposées et se réduisent à un couple dont l'axe est parallèle à l'axe du treuil. Évaluons la somme des moments de ces pressions par rapport à l'axe : on admet que la pression p de l'air sur un élément superficiel $d\sigma$ est proportionnelle à l'élément et au carré de la vitesse de l'élément; si donc on appelle r la distance de l'élément de l'ailette à l'axe, ω la vitesse angulaire du treuil, on a

$$p = h\omega^2 r^2 d\sigma.$$

Le moment de cette pression élémentaire par rapport à l'axe est

$$pr = h\omega^2 r^3 d\sigma$$

et le moment résultant pour une ailette

$$h\omega^2\int r^3 d\sigma = \mu\omega^2,$$

μ désignant une constante; le moment résultant pour les n ailettes est égal à n fois cette quantité.

Ceci posé, le treuil est sollicité par son poids Mg appliqué sur l'axe, par la tension T de la corde qui supporte le poids, par les pressions sur les ailettes et enfin par les réactions tangentielles et normales des coussinets sur les tourillons. Nous pouvons transporter T parallèlement à elle-même sur l'axe dans un plan normal à l'axe, en ajoutant le couple de moment TR provenant du transport, couple tendant à faire croître ω. Nous aurons donc, en résumé, une force verticale

$$P = T + Mg$$

appliquée sur l'axe, un couple de moment

$$H = TR - n\mu\omega^2,$$

et les réactions des coussinets.

D'après la formule du numéro précédent, en appelant φ l'angle de frottement des tourillons sur les coussinets, on a donc l'équation du mouvement

$$Mk^2\frac{d\omega}{dt} = TR - n\mu\omega^2 - \rho(T + Mg)\sin\varphi.$$

D'autre part, la vitesse du corps m suspendu à la corde étant $R\omega$, l'équation du mouvement de ce corps sollicité par son poids et la tension T donne

$$mR\frac{d\omega}{dt} = -T + mg.$$

Éliminant T entre ces deux équations, on a l'équation du mouvement sous la forme

$$\frac{d\omega}{dt} = \lambda(\alpha - \omega^2),$$

où λ et α désignent des constantes

$$\lambda = \frac{n\mu}{Mk^2 + mR^2 - mR\rho\sin\varphi}, \qquad \alpha = \frac{g}{n\mu}[mR - \rho(M + m)\sin\varphi].$$

La première constante λ est essentiellement positive, car $\rho < R$; la deuxième α peut être positive, négative ou nulle :

1° $\alpha > 0$. Supposons le treuil abandonné à lui-même, sans vitesse initiale. Alors $\frac{d\omega}{dt}$ étant positif, ω croît constamment jusqu'à $\omega = \sqrt{\alpha}$; quand ω tend vers $\sqrt{\alpha}$,

$$t = \frac{1}{\lambda}\int_0^{\omega}\frac{d\omega}{\alpha - \omega^2}$$

augmente indéfiniment. Donc la vitesse angulaire va en croissant et tend vers $\sqrt{\alpha}$. (Discussion identique à celle de la chute d'un corps pesant dans un milieu résistant.)

2° $\alpha \leqq 0$. En supposant encore que la valeur initiale de ω soit nulle, on trouverait $\frac{d\omega}{dt} < 0$; d'après l'équation le treuil tendrait donc à tourner en sens inverse du sens dans lequel tire le poids mg. Ce qui est *absurde*. Dans ce cas, le poids mg est insuffisant pour vaincre le frottement au départ et le treuil reste en équilibre. Les équations qui sont établies dans l'hypothèse du mouvement ne s'appliquent plus. La discussion complète dans l'hypothèse $\omega_0 > 0$ serait analogue à celle du mouvement ascendant d'un poids dans un milieu résistant.

Le cas $\alpha \leqq 0$ ne peut pas se produire quand il n'y a pas de frottement : en effet, si $\varphi = 0$, α est positif.

379. Arc-boutement. — Il peut arriver que le frottement empêche complètement certains mouvements qui seraient possibles géométriquement s'il n'y avait pas de frottement. On dit alors qu'il y a *arc-boutement*. Ce cas se reconnaît sur les équations par ce fait que l'équilibre persiste quelque grandes que soient les intensités des forces motrices.

Considérons, par exemple, un corps pesant placé sur un plan incliné faisant avec l'horizon un angle moindre que l'angle de frottement. Si ce corps est tiré verticalement vers le bas par une corde passant dans une fente du plan, il ne se mettra pas en mouvement quelque grand que soit l'effort de traction exercé par la corde.

IV. — FROTTEMENT DE ROULEMENT.

380. Généralités. — Dans le paragraphe précédent nous avons négligé le frottement de roulement et de pivotement. Nous allons maintenant traiter quelques exemples dans lesquels nous tiendrons compte du *frottement de roulement*, en laissant de côté le frottement de pivotement.

Rappelons brièvement la définition du frottement de roulement donnée dans le premier Volume (n° 196). Soit un cylindre droit à base circulaire pouvant rouler sur un sol horizontal; lorsqu'on veut tenir compte du frottement de roulement, on admet que la réaction du sol se compose :

1° D'une réaction normale N appliquée au point de contact géométrique m;

2° D'une réaction tangentielle F s'opposant au glissement;

3° D'un couple de moment H dont l'axe est parallèle aux génératrices du cylindre, ce couple s'opposant au roulement.

Trois cas sont à distinguer :

Équilibre. — S'il y a équilibre, on a

$$F < fN, \qquad H < N\delta,$$

où f est le coefficient du frottement de glissement et où δ est un coefficient linéaire appelé *coefficient du roulement.* Ce coefficient est une constante qui dépend du rayon du cylindre et de la nature des corps en contact.

Roulement. — S'il y a roulement sans glissement, on a

$$F \leqq fN, \qquad H = N\delta.$$

Glissement. — S'il y a glissement sans roulement, on a

$$F = fN.$$

Il paraît naturel de prendre alors

$$H \leqq N\delta;$$

mais, comme ce couple H est très petit par rapport au frottement de glissement, on peut ordinairement le négliger et prendre $H = 0$.

Glissement et roulement. — On a alors

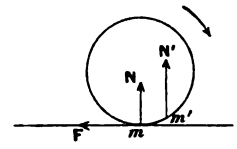
$$F = fN, \qquad H = N\delta;$$

on néglige habituellement H.

381. **Roulement.** — Examinons de plus près le cas du roulement. Alors le couple H est égal à $N\delta$; on peut composer ce couple avec la réaction normale N appliquée au point de contact géométrique m. La résultante de N et H est une force N′ égale et parallèle à N transportée en avant de N à une distance δ. On peut donc aussi tenir compte du frottement de roulement pendant le roulement, en admettant que la réaction normale du sol, au lieu d'être appliquée au point géométrique de contact m, est appliquée en avant de ce

point à une distance δ de la normale en m. La réaction tangentielle est toujours une force F moindre que fN. A l'état de repos, on a $H < N\delta$; alors la réaction normale est transportée en avant à une distance ε *moindre* que δ.

Fig. 217.

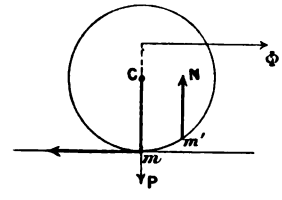


C'est sous cette forme que nous introduirons le frottement de roulement dans les applications suivantes :

382. Exemple I. — Roulement d'un cylindre circulaire homogène pesant sur un plan horizontal. — Le cylindre étant immobile, cherchons d'abord quelle force horizontale Φ il faut appliquer au cylindre parallèlement au sol et perpendiculairement aux génératrices pour le faire rouler.

Appelons h la distance de la force Φ au plan, P le poids du cylindre. Déterminons d'abord la force Φ, de façon qu'il y ait équilibre. Dans cette hypothèse, les forces appliquées au cylindre sont la force Φ, le poids P, la réaction normale N transportée en avant en m' à une distance ε de la normale moindre que δ, enfin la réaction tangentielle F moindre que fN (*fig.* 218).

Fig. 218.



Écrivons que les sommes des projections de ces forces sur la verticale et l'horizontale sont nulles,

$$N = P, \qquad F = \Phi.$$

Écrivons que la somme de leurs moments par rapport au point de contact géométrique m est nulle : nous avons, puisque F et P ont des moments nuls,

$$\Phi h - N\varepsilon = 0.$$

Écrivons $F < fN$, $\varepsilon < \delta$, nous aurons

$$(1) \qquad \Phi < Pf, \qquad \Phi < \frac{P\delta}{h}.$$

Si ces deux conditions sont remplies, il y a équilibre.

Si elles ne le sont pas toutes deux, l'équilibre est rompu; mais il peut l'être de façons différentes, suivant que l'une ou l'autre des inégalités n'est pas satisfaite.

Supposons d'abord

$$f > \frac{\delta}{h}, \qquad h > \frac{\delta}{f},$$

alors on peut donner à Φ une valeur telle que

$$Pf > \Phi > \frac{P\delta}{h}.$$

L'équilibre est rompu; il y a *roulement*, car, la force Φ étant inférieure au frottement de glissement au départ fP, le glissement ne peut pas se produire.

Supposons, au contraire,

$$f < \frac{\delta}{h}, \qquad h < \frac{\delta}{f},$$

alors on peut prendre

$$\frac{P\delta}{h} > \Phi > Pf;$$

il se produit dans ce cas un glissement.

Comme application, imaginons que l'on ait

$$h > \frac{\delta}{f}, \qquad Pf > \Phi > \frac{P\delta}{h}.$$

Le cylindre se met à rouler et à l'instant t il a acquis une certaine vitesse. Cherchons *quelle est la valeur qu'il faut donner, à partir de cet instant, à la force horizontale Φ placée à la hauteur h, pour que le mouvement de roulement reste uniforme?*

Pour cela, il faut et il suffit que les forces appliquées au cylindre pendant le roulement se fassent équilibre. En effet, le centre de gravité devant être animé d'un mouvement rectiligne uniforme, la résultante des forces appliquées au corps solide doit être nulle. Puis, le mouvement relatif du corps autour du centre de gravité devant être une rotation de vitesse constante autour d'un axe de direction fixe, le moment résultant de ces forces doit être nul. Les forces doivent donc se faire équilibre.

Réciproquement, si les forces se font équilibre sur le cylindre une fois mis

en mouvement, son centre de gravité décrit une droite d'un mouvement uniforme.

Projetons encore les forces sur la verticale et l'horizontale, nous avons

$$N = P, \qquad F = \Phi, \qquad \text{d'où} \qquad \Phi < Pf,$$

car il n'y a pas glissement.

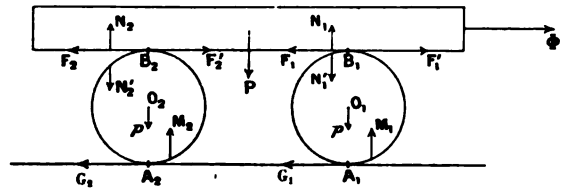
Prenons ensuite les moments par rapport au point de contact géométrique m, en remarquant que la somme des moments est nulle et que la distance de N à m est δ dans le roulement. Nous avons

$$\Phi = \frac{P\delta}{h}.$$

Aussi, pour mettre le cylindre en mouvement en le faisant rouler, il faut lui appliquer une force Φ supérieure à $\frac{P\delta}{h}$, mais inférieure à fP. Puis, dès que le centre de gravité du cylindre a atteint la vitesse voulue, pour maintenir cette vitesse de roulement, il suffit de donner brusquement à la force Φ la valeur $\frac{P\delta}{h}$.

383. Emploi des rouleaux pour transporter les matériaux sur un sol horizontal. — Supposons qu'une pièce pesante P ayant la forme d'un parallélépipède rectangle soit supportée par deux rouleaux O_1 et O_2 de même diamètre, à axes parallèles et reposant sur un sol horizontal. Cherchons quelle est la force horizontale Φ perpendiculaire aux axes des rouleaux

Fig. 219.



qu'il faut appliquer à la pièce P pour la faire avancer d'un mouvement uniforme, les rouleaux roulant à la fois sur la pièce et sur le sol. Les forces appliquées à la pièce sont : la force horizontale Φ, le poids P de cette pièce, les réactions tangentielles F_1 et F_2 des rouleaux sur la pièce, enfin les réactions normales N_1 et N_2 des rouleaux. Les forces appliquées au premier rouleau O_1 sont : le poids p de ce rouleau, les forces F'_1 et N'_1 égales et opposées à F_1 et N_1, enfin les réactions tangentielles et normales G_1 et M_1 du sol.

D'après les lois du frottement de roulement, la réaction M_1 du sol est placée à une distance δ du point de contact géométrique A_1 dans le sens du roulement sur le sol, et la réaction N'_1 de la pièce sur le rouleau est placée à une distance δ' du point de contact géométrique B_1 dans le sens du roulement du rouleau sur la pièce. Les mêmes faits se produiront sur le deuxième rouleau, les coefficients δ et δ' étant les mêmes et les réactions étant affectées de l'indice 2. Par raison de symétrie, nous regarderons toutes les forces comme situées dans un même plan normal aux axes des rouleaux.

La pièce étant animée d'un mouvement de translation uniforme, les forces qui lui sont appliquées se font équilibre. En projetant ces forces sur la verticale et l'horizontale, on a les deux équations

$$(2) \qquad \Phi = F_1 + F_2, \qquad P = N_1 + N_2.$$

Il faudrait ajouter à ces équations celle qui exprime que la somme des moments des forces appliquées à la pièce est nulle par rapport à un point du plan des forces; mais cette relation ne sert pas pour la suite : elle permettrait de calculer N_1 et N_2.

Le rouleau O_1 étant animé d'un mouvement de roulement uniforme, les forces qui lui sont appliquées se font équilibre. Nous aurons donc successivement, en projetant sur la verticale l'horizontale et en prenant les moments par rapport au point A_1,

$$p - M_1 + N'_1 = 0, \qquad G_1 - F'_1 = 0,$$
$$2RF'_1 - M_1\delta - N'_1\delta' = 0.$$

Comme $N'_1 = N_1$ et $F'_1 = F_1$, on tire de là en éliminant M_1

$$F_1 = \frac{p\delta + N_1(\delta + \delta')}{2R}.$$

On trouverait de même

$$F_2 = \frac{p\delta + N_2(\delta + \delta')}{2R}.$$

On a donc enfin, d'après les équations (2),

$$\Phi = \frac{2p\delta + P(\delta + \delta')}{2R}.$$

On peut ordinairement négliger p devant P et réduire cette formule à

$$\Phi = \frac{P(\delta + \delta')}{2R}.$$

Si la pièce glissait directement sur le sol, on trouverait que la force capable de lui imprimer un mouvement uniforme serait fP, valeur notablement supérieure à la précédente.

EXERCICES.

1. *Pendule à deux branches* (Métronome). — On considère un pendule composé constitué par une tige homogène mobile dans un plan vertical autour d'un axe O perpendiculaire au plan. La partie de cette tige située au-dessous de O est très courte et porte à son extrémité un poids assez lourd qui constitue le *poids moteur;* la partie de la tige située au-dessus de O est plus longue et porte un petit poids qui peut glisser et être arrêté en chaque point voulu et qui constitue le *poids régulateur*.

Étudier la durée des oscillations infiniment petites suivant la position du poids régulateur.

(Il suffit d'appliquer la théorie du pendule composé en remarquant que le moment d'inertie varie avec la position du poids régulateur. HIRN, *Comptes rendus*, t. CV, p. 40.)

2. Une porte homogene est fixée par deux gonds à un axe faisant un angle donné avec la verticale. Trouver le mouvement et la pression sur les gonds.

(ROUTH, *d Dynamics,* Ier vol., p. 97.)

3. Un corps solide tourne autour d'un axe fixe Oz sous action de forces disposées symétriquement par rapport au plan du cercle décrit par le centre de gravité; le corps lui-même est symétrique par rapport à ce plan. Calculer les pressions sur l'axe fixe.

Réponse. — Il est évident que, dans ce cas, les pressions sur l'axe peuvent être réduites à une force unique, appliquée au point o le plan de symétrie coupe l'axe et située dans ce plan. Les formules générales détermineront cette force.

4. On considère une masse déterminée homogène continue de matière ayant la forme d'un cylindre de hauteur donnée qu'on fait osciller autour d'une parallèle aux génératrices. Quelle forme doit avoir la base et comment doit être choisi l'axe de suspension pour que la longueur du pendule simple synchrone soit *minimum?*

Réponse. La base doit être un cercle et l'axe doit passer au milieu du côté du carré inscrit. (DE SAINT-GERMAIN, *Bulletin de la Société mathématique de France*, t. II, p. 54.)

5. *Axes de suspension d'un pendule composé pour lesquels la longueur du pendule simple synchrone a une valeur donnée.* — Imaginons un solide déterminé; si l'on suspend ce solide autour d'une droite Δ qui lui est invariablement liée, prise comme axe de suspension, la longueur du pendule simple synchrone a une certaine valeur l. Appelons *point de suspension* la projection J du centre de gravité G du corps solide sur l'axe Δ. Par chaque point de suspension J passent alors une infinité d'axes de suspension Δ perpendiculaires à GJ : à ces axes correspondent, en général, des longueurs différentes l pour le pendule simple synchrone.

Tous les points de suspension par lesquels il passe au moins un axe Δ tel que l ait une valeur donnée k sont situés *sur* ou entre les deux nappes d'une surface obtenue en prolongeant les rayons vecteurs, issus du centre d'une surface des ondes, de la longueur constante $\frac{k}{2}$. Par les points de suspension situés sur une des nappes, il ne passe qu'un axe de suspension Δ répondant à la question;

par les points de suspension situés entre les deux nappes, il en passe *deux;* par chacun des points coniques de la surface, pris comme points de suspension, il en passe une infinité. (BÖCKLEN, *Journal de Crelle*, t. 93.)

6. Deux barres matérielles homogènes égales AB et AB', de longueur $2l$ et de masse M, sont articulées l'une à l'autre par une extrémité A. On demande le mouvement de ces deux barres en supposant qu'elles soient lancées dans un plan horizontal XOY sur lequel elles glissent sans frottement.

On appellera ξ, η les coordonnées du centre de gravité G du système, θ l'angle de la droite GA avec OX, 2α l'angle BAB' des deux barres, et Mk^2 le moment d'inertie de chaque barre par rapport à son milieu. (Licence, Paris, 1885).

7. Un tube rectiligne homogène AB de section infiniment petite et de longueur $2a$ glisse sans frottement sur un plan horizontal; un point matériel M dont la masse est égale à celle du tube est mobile sans frottement à l'intérieur du tube. Trouver le mouvement du système et la pression du point M sur le tube.

On appellera θ l'angle de AB avec un axe fixe OX et $2r$ le segment CM compté à partir du centre C du tube. On examinera en particulier le cas où la vitesse initiale du centre de gravité du système et la valeur initiale de $\frac{dr}{dt}$ seraient nulles; on indiquera, dans ce cas, la forme de la trajectoire du point M.

(Licence, Paris, 1887.)

Résultats.

$$\left(r^2+\frac{k^2}{2}\right)\frac{d\theta}{dt}=C,$$

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2+\left(r^2+\frac{k^2}{2}\right)\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2=h.$$

r s'exprime en fonction uniforme de θ par une fonction elliptique. (Voir, *Fonctions elliptiques et leurs applications*, par Greenhill, traduction de Griess, p. 107, n° 86.)

8. Sur un plan horizontal glisse sans frottement un tube rigide de section infiniment petite; ce tube affecte la forme d'une courbe qui, rapportée au centre de gravité C du tube comme origine et à un axe CA invariablement lié au tube comme axe polaire, a une équation donnée $\theta=f(r)$. Dans l'intérieur du tube glisse sans frottement un point m de même masse que le tube. Trouver le mouvement du système supposé placé dans des conditions initiales arbitraires.

Réponse. — Le centre de gravité G milieu de Cm est animé d'un mouvement rectiligne uniforme. Rapportons le mouvement à des axes Gx', Gy' de directions fixes menés par G. La position du système est alors définie par les coordonnées polaires $Gm=\frac{r}{2}$, $\widehat{mGx'}=\alpha$ du point m et l'angle β de CA avec Gx'. Le théorème des forces vives donne

$$r'^2+r^2\alpha'^2+2k^2\beta'^2= \quad ,$$

et celui des moments

$$r^2\alpha'+2k^2\beta'=\text{const.};$$

d'ailleurs $\theta=\widehat{ACM}=\alpha-\beta=f(r)$. D'où α, β et r en fonctions de t.

9. Un tube rectiligne homogène AB, de section infiniment petite et de masse m, est mobile dans un plan horizontal xOy autour de son milieu O qui est fixe.

Un point matériel M, de même masse m, glisse sans frottement dans le tube et est attiré par le point O, proportionnellement à la distance. Trouver le mouvement du système.

On appellera mk^2 le moment d'inertie du tube par rapport au point O, θ l'angle xOA, r la distance OM et μmr la valeur absolue de l'attraction du point O sur le point M.

On étudiera, en particulier, le mouvement en supposant qu'à l'instant initial $t = 0$, on ait

$$r = r_0, \qquad \frac{dr}{dt} = 0, \qquad \frac{d\theta}{dt} = \omega_0.$$

Dans quel cas la trajectoire sera-t-elle une circonférence de centre O?

(Licence, Paris.)

Résultats. — 1° La somme des moments des quantités de mouvement par rapport au point O est constante. Donc

$$k^2 \frac{d\theta}{dt} + r^2 \frac{d\theta}{dt} = C.$$

2° Le théorème des forces vives donne

$$k^2 \left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 + r^2 \left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = h - \mu r^2,$$

où h est une constante arbitraire. On a ainsi r et θ.

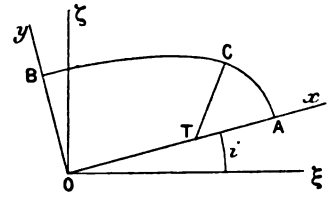
L'élimination de $\frac{d\theta}{dt}$ donne t en r par une quadrature.

10. Dans l'exemple III, n° 368, on remplace le double cône par une sphère ayant son centre dans le plan vertical $\xi O \zeta$ mené par la bissectrice Ox de l'angle DOD', et assujettie à rouler sans glisser sur les guides OD et OD'.

Trouver le mouvement de cette sphère. (Bille de billard roulant sur deux queues qui forment un angle.)

Résultats. — On vérifie sans peine que le centre C de la sphère décrit, dans le plan vertical yOx mené par la bissectrice Ox de l'angle des deux guides, une ellipse BCA dont les axes sont $a = \frac{R}{\sin\varphi}$, $b = R$, où φ désigne le demi-angle des guides (*fig.* 220).

Fig. 220.



La sphère roulant sur les deux guides, l'axe instantané de rotation de la sphère est la droite qui joint les deux points de contact avec les guides : le point T, où cet axe rencontre Ox est le centre instantané de rotation dans le plan yOx, et CT est normal en C à l'ellipse lieu du centre. Appelons r la longueur de cette normale, θ l'angle dont la sphère a tourné à partir de sa position initiale, ds l'élément d'arc de l'ellipse.

La vitesse V du point C est

$$(1) \qquad V = \frac{ds}{dt} = r\frac{d\theta}{dt}$$

d'après la propriété fondamentale du centre instantané de rotation. Si l'on désigne par u l'anomalie excentrique du point C de l'ellipse, les coordonnées x et y de ce point sont

$$x = a\cos u, \qquad y = b\sin u.$$

On trouve facilement pour la longueur de la normale CT

$$r^2 = \frac{b^2}{a^2}(a^2\sin^2 u + b^2\cos^2 u),$$

et pour l'élément linéaire d'ellipse

$$ds^2 = (a^2\sin^2 u + b^2\cos^2 u)du^2 = \frac{a^2}{b^2}r^2du^2.$$

Portant cette valeur dans (1), il vient

$$(2) \qquad \frac{a}{b}du = d\theta;$$

enfin la hauteur ζ du centre de gravité C, au-dessus de l'horizontale $O\xi$ du point O est, i désignant l'angle $xO\xi$,

$$(3) \qquad \zeta = x\sin i + y\cos i = a\sin i\cos u + b\cos i\sin u.$$

La force vive totale de la sphère est, d'après le théorème de Kœnig,

$$Mr^2\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 + Mk^2\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2,$$

Mk^2 étant le moment d'inertie de la sphère par rapport à un diamètre; on a donc, en appliquant le théorème des forces vives, supposant que la sphère parte sans vitesse initiale de la position pour laquelle $u = u_0$, et tenant compte de (2),

$$(3) \qquad \left\{\begin{aligned} &\left(\frac{k^2a^2}{b^2} + a^2\sin^2 u + b^2\cos^2 u\right)\left(\frac{du}{dt}\right)^2 \\ &\quad = 2g\,[a\sin i(\cos u_0 - \cos u) + b\cos i(\sin u_0 - \sin u)]. \end{aligned}\right.$$

Cette formule donne t en u par une quadrature. On peut ainsi étudier le mouvement. Pour que la sphère semble remonter, il faut et il suffit que le centre de gravité descende quand la sphère semble remonter.

On peut vérifier que le mouvement de la sphère, au point de vue cinématique, s'obtient en faisant rouler une épicycloïde sur la droite Ox. (*Voir* MANNHEIM, *Journal de Liouville*, 1859, et *Comptes rendus*, novembre 1890.)

11. Un tube circulaire homogène de masse M et de section infiniment petite est mobile sans frottement dans un plan horizontal autour d'un de ses points O supposé fixe. Un point matériel m, de masse m, est mobile sans frottement dans l'intérieur du tube, et est repoussé par le point O proportionnellement à la distance.

Trouver le mouvement du système en supposant qu'il soit abandonné à lui-même sans vitesse initiale.

On appellera R le rayon du tube, Mk^2 son moment d'inertie par rapport au point O, θ l'angle que fait le diamètre OA avec un axe fixe Ox, et α l'angle que fait le rayon vecteur Om avec le diamètre OA. (Licence.)

12. On considère une roue mobile autour d'un axe vertical : les rayons de cette roue sont creux; dans chacun d'eux est placé un boulet sphérique de masse m; les centres de ces boulets sont tous à la même distance initiale c de l'axe de la roue.

On met cette roue en mouvement en lui communiquant une vitesse initiale n. Mouvement des boulets.

(Le centre de chaque boulet décrit une courbe dont l'équation est de la forme $r\,\mathrm{cn}\,\theta = c$).

GREENHILL, *Fonctions elliptiques*, traduction de Griess, n° 88.

13. On donne un quart de cercle de rayon R limité par un rayon vertical Oy et une barre homogène pesante AB de longueur $2l$, qui glisse sans frottement sur le quart de cercle et dont une extrémité A glisse sans frottement sur le rayon vertical Oy.

1° Trouver la position d'équilibre de la barre.

2° La barre étant abandonnée à elle-même sans vitesse initiale dans la position horizontale, étudier son mouvement.

On appellera α l'angle de la barre avec l'horizontale Ox et l'on vérifiera que, dans le cas particulier où $R = \frac{l\sqrt{3}}{2}$, l'angle α dans le mouvement oscille entre o et $\frac{\pi}{3}$. (Licence, Paris.)

14. Une barre homogène pesante AB, assujettie à rester dans un plan vertical, est rattachée à un point fixe O par un fil OC inextensible et sans masse fixé en son milieu C. Trouver le mouvement de cette barre et la tension du fil.

On appellera l la longueur du fil, M la masse de la barre, θ l'angle du fil OC avec la verticale Ox, α l'angle de la barre AB avec cette même verticale.

15. On considère dans un plan horizontal yOx une tige homogène OA de masse M et de longueur l mobile autour de son extrémité O, qui est fixe; puis une deuxième tige homogène AB, de même masse M et de longueur double $2l$, articulée à la première, à l'extrémité A; le milieu C de cette deuxième tige est attiré par le point O en raison inverse du cube de la distance.

Trouver le mouvement du système.

On appellera θ l'angle xOA de OA avec un axe fixe Ox, φ l'angle COA et $\frac{M\mu}{\overline{OC}^3}$ la valeur absolue de la force attractive issue du point O. On supposera que le système parte du repos et que l'on ait, dans la position initiale,

$$\theta = 0, \qquad \varphi = \frac{\pi}{4}.$$

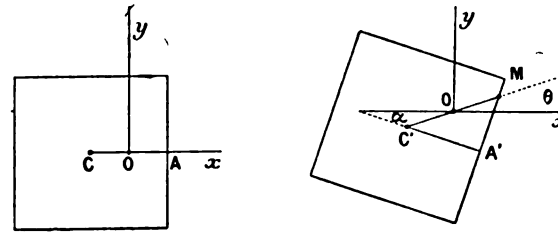
(Licence, Paris.)

16. Un carré matériel homogène de côté $2a$, d'épaisseur infiniment petite et de masse m, peut glisser sans frottement sur un plan horizontal : un insecte de

même masse, regardé comme un point, est placé d'abord au milieu d'un côté en A et le système entier est immobile; à l'instant $t = 0$, l'insecte se met à marcher le long du côté, en parcourant sur le côté des longueurs proportionnelles aux temps. Mouvement du système.

Réponse. — Le centre de gravité reste immobile. Prenons alors ce point O pour origine et prenons pour axes Ox et Oy des axes parallèles aux côtés du carré dans la position initiale. A l'instant t, l'insecte est en M, le centre du carré en C', le point A milieu du côté en A', et on a par hypothèse $A'M = vt$, v étant constant. D'ailleurs la masse du carré et celle de l'insecte étant égales, O est le milieu de C'M (*fig.* 221).

Fig. 221.



Soit α l'angle dont le carré a tourné dans le sens négatif, c'est-à-dire l'angle de C'A' avec Ox; r et θ les coordonnées polaires de M. On a

$$r = \frac{C'M}{2} = \frac{1}{2}\sqrt{a^2 + v^2t^2}, \qquad \theta + \alpha = \widehat{A'C'M} = \text{arc tang}\,\frac{vt}{a}.$$

D'ailleurs, les coordonnées polaires de C' sont r et $\theta + \pi$.

La somme des moments des quantités de mouvement par rapport à O est *nulle,* puisque cette somme est constante et que sa valeur initiale est zéro. On a donc l'équation

$$2r^2\theta' - k^2\alpha' = 0,$$

dans laquelle mk^2 est le moment d'inertie du carré par rapport à son centre. Cette équation, jointe aux deux précédentes, donne r, θ et α en fonction de t.

17. Même problème quand on remplace la plaque carrée par une plaque de forme quelconque, définie comme il suit. C désignant le centre de gravité de la plaque, A un point fixe sur le contour, M un point variable tel que arc AM $= s$, on a

$$CM = f(s), \qquad \widehat{ACM} = \varphi(s).$$

Réponse. — L'insecte partant de A et parcourant un arc $s = vt$ proportionnel au temps, on a, avec les notations de l'exercice précédent, les relations

$$r = \frac{1}{2}f(vt), \qquad \theta + \alpha = \varphi(vt)$$

qui, jointes à celle que fournit le théorème des moments, donnent r, θ et α en fonctions de t.

18. Dans l'exercice 369, *Pendule elliptique*, calculer la durée des oscillations infiniment petites; que devient cette durée, quand m augmente indéfiniment?

Réponse. — Appelant α l'angle d'écart initial, on a $k = -\cos\alpha$. Comme θ et α sont très petits, on peut faire

$$\sin\theta = \theta, \qquad \cos\theta = 1 - \frac{\theta^2}{2}, \qquad \cos\alpha = 1 - \frac{\alpha^2}{2};$$

alors on a

$$\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 = \frac{g}{l}\,\frac{m+m_1}{m}\,\frac{\alpha^2-\theta^2}{1+\frac{m_1}{m}\theta^2}.$$

En développant le dernier facteur, suivant les puissances de θ^2 et négligeant les puissances supérieures à la deuxième et le produit $\alpha^2\theta^2$, on a

$$\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 = \frac{g}{l}\,\frac{m+m_1}{m}\,(\alpha^2-\theta^2),$$

d'où

$$T = \pi\sqrt{\frac{l}{g}\,\frac{m}{m+m_1}}.$$

Si m augmente indéfiniment, on trouve comme limite la durée des oscillations du pendule simple, ce qui est évident *a priori*, car alors la masse m ne bouge plus.

19. Dans l'exercice du n° 370 *bis* on suppose les deux toupies libres de tourner arbitrairement dans le châssis. On lance le système en imprimant au châssis et aux toupies des vitesses angulaires initiales arbitraires, puis on abandonne le système à lui-même. Trouver le mouvement.

Réponse. — On applique à chaque toupie le théorème des moments des quantités de mouvement par rapport à son axe, qui est un axe de direction fixe passant par son centre de gravité; on trouve ainsi que la vitesse angulaire de chaque toupie est constante; celle du châssis également.

20. Un triangle rectangle pesant, assujetti à rester dans un plan vertical, glisse sans frottement sur un axe horizontal Ox sur lequel il repose par un côté de l'angle droit; sur l'hypoténuse roule un disque vertical homogène pesant. Mouvement du système. (Licence.)

Réponse. — La position du système dépend de deux paramètres : l'abscisse d'un point du triangle et l'angle dont le disque a tourné.

Le théorème des quantités de mouvement projetées sur Ox et le théorème des forces vives fournissent les deux équations du mouvement.

21. Un disque homogene pesant, situé dans un plan vertical, roule sans glisser sur une droite fixe Ox de ce plan : le centre du disque est attiré proportionnellement à la distance par un point fixe O de la droite. Mouvement du disque. (Licence.)

Réponse. — Le système étant à liaisons complètes, sans frottements, il suffit d'appliquer le théorème des forces vives. Le mouvement est tautochrone.

22. Quatre points matériels, de masses égales, assujettis à rester sur un plan donné fixe et parfaitement poli, occupent les quatre sommets d'un losange arti-

culé dont les quatre côtés sont constitués par quatre tiges rigides et sans masse appréciable.

On imprime au système un mouvement connu dans le plan donné, et l'on propose de trouver le mouvement ultérieur, en admettant qu'aucune force extérieure n'intervienne et qu'il ne se produise aucun frottement aux articulations.

Pour déterminer le mouvement qui aura lieu après que deux des points seront venus se choquer, on regardera ces points comme des corps absolument dénués d'élasticité.

Examiner en particulier le cas où, à l'instant initial, les milieux de deux côtés opposés du losange auraient des vitesses nulles. (Licence, Caen.)

23. Mouvement de la machine d'Atwood dans l'air quand on suppose que l'air exerce, sur les deux masses pesantes suspendues aux deux fils, une résistance proportionnelle à la vitesse. (Licence, Clermont.)

24. Une tige BC est assujettie à glisser sur une droite fixe $x'x$. Cette tige se meut sous l'action d'un point fixe A qui attire tous les éléments de BC proportionnellement à la distance et à la masse de ces éléments. La tige BC est homogène; l'attraction du point A sur un élément de BC, de masse 1 à la distance 1, produit une force égale à l'unité. A l'origine du temps, la tige BC est immobile; si, du point A, l'on abaisse sur $x'x$ une perpendiculaire AO, la longueur AO est égale à $2a$ et la distance de O au milieu de BC est à l'origine du temps égale à $7a$. Trouver le mouvement de BC :

1° En supposant que BC glisse sans frottement sur $x'x$;

2° En supposant que $x'x$ soit dépoli et que le coefficient du frottement de BC sur $x'x$ soit 1. Trouver, dans ce cas, au bout de combien de temps la tige BC sera en repos et quelle sera alors la position de cette tige.

(Licence, Marseille, 1884.)

25. Une sphère homogène pesante est placée sur un plan incliné rugueux, le coefficient de frottement étant f; la sphère commence-t-elle par rouler sans glisser, ou par glisser?

(α désignant l'inclinaison du plan sur l'horizon, il y a roulement si $f > \frac{2}{7}\tang\alpha$. ROUTH, *Rigid dynamics*, Ier vol., n° 161.)

26. Une sphère homogène animée d'une rotation Ω autour d'un diamètre horizontal est posée sur un plan horizontal rugueux. Trouver son mouvement.

(Problème analogue à celui du cerceau n° 375. Il y a glissement jusqu'à l'instant $t_1 = \frac{2}{7}\frac{a\Omega}{fg}$, a désignant le rayon; après il y a roulement uniforme, si l'on néglige le frottement de roulement. ROUTH, n° 162.)

27. Une barre homogène pesante AB est terminée par deux anneaux qui glissent avec frottement le long de deux tiges horizontales rectangulaires Ox et Oy. La tige est lancée, avec une vitesse angulaire instantanée Ω, dans une position infiniment voisine de Ox. Mouvement.

(Il y a deux cas à distinguer, suivant que f est supérieur ou inférieur à $\sqrt{2}$. ROUTH, *ibid.*, n° 166.)

28. Un cercle matériel homogène pesant peut glisser sans frottement sur un plan horizontal. Ce cercle étant immobile, un point matériel pesant de même

masse que le cercle est placé en m_0 sur le cercle, et lancé horizontalement avec une vitesse donnée v_0 perpendiculaire au rayon qui passe par m_0.

Trouver le mouvement du système, sachant que le cercle frotte sur le point et que le coefficient de frottement est f.

29. Dans le pendule elliptique du n° 369, on suppose que le point m glisse avec frottement sur Ox. Le pendule étant écarté d'un angle α de la verticale, on le laisse aller sans vitesse initiale. Que doit être cet angle α pour que le point m reste immobile?

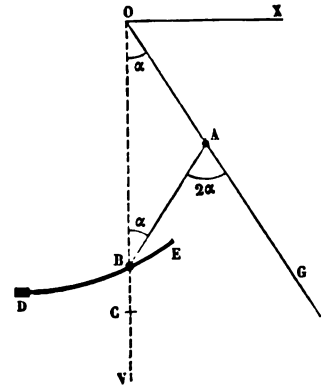
30. *Pendule isochrone de Phillips.* — Soit un pendule dont l'axe de rotation se projette en O et dont le centre de gravité est à un instant quelconque en G. Soit DBE un petit ressort en acier, formé d'une lame encastrée en D, où sa tangente est horizontale et perpendiculaire à l'axe O. Son extrémité E est libre et dépasse un peu la verticale OV. Le ressort est relié au pendule par une bielle AB (*fig.* 222), de petite section, et de très faible masse, articulée d'une part avec le pendule en A, et d'autre part en B avec le point du ressort qui, dans la position d'équilibre, se trouve en C sur OV, de sorte que OC = OA + AB. D'ailleurs OA = AB.

On peut régler l'appareil de telle façon, qu'en écrivant l'équation du mouvement

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} = f(\alpha),$$

le second membre, développé par rapport aux puissances croissantes de α, contienne un terme en α, puis un terme en α^3, les termes intermédiaires manquant.

Fig. 222.



Le mouvement est alors isochrone pour de petites oscillations (*Comptes rendus*, 26 janvier 1891.)

CHAPITRE XX.

MOUVEMENT D'UN SOLIDE AUTOUR D'UN POINT FIXE.

385. **Historique.** — Le problème du mouvement d'un solide autour d'un point fixe a été abordé pour la première fois par d'Alembert dans son Ouvrage sur la *Précession des équinoxes,* publié en 1749. On n'avait pas même alors les six équations générales de l'équilibre d'un solide libre; on connaissait les trois premières, qui expriment que la somme des composantes des forces parallèlement à chacun des axes coordonnés est nulle, mais non les trois autres, qui expriment que la somme des moments par rapport à chacun des axes coordonnés est nulle, les seules qui interviennent quand le corps est mobile autour d'un point fixe. Celles-là, d'Alembert les a données pour la première fois dans l'Ouvrage dont nous parlons; elles en forment la base essentielle. De là, d'Alembert a passé par son principe (*Traité de Dynamique,* publié en 1743) aux équations du mouvement, de sorte que tout lui appartient dans la mise en équation du problème.

Après d'Alembert, Euler et avec lui l'élégance [1] : c'est Euler qui a présenté sous leur forme définitive les équations du mouvement d'un solide autour d'un point fixe; c'est lui aussi qui, le premier, a trouvé les intégrales rigoureuses pour le cas où les forces extérieures sont nulles ou admettent une résultante unique passant par le point fixe. (Voyez *Mémoires de l'Académie de Berlin pour* 1758.)

Lagrange, Laplace et Poisson ont continué ce genre de questions, et ont résolu des problèmes nouveaux ou perfectionné des solutions anciennes. Lagrange a résolu le premier le problème du mouvement d'un corps grave de révolution suspendu par un point

[1] *Voyez* un article de Liouville (*Journal de Liouville,* t. III, 2e série).

de son axe (*Mécanique analytique,* Section IX); ce même problème a été postérieurement traité par Poisson comme entièrement nouveau; la solution qu'il en donne, sans citer aucunement Lagrange, se trouve dans le XVIe Cahier du *Journal de l'École Polytechnique* (1815).

Poinsot, revenant au cas particulier où les forces extérieures sont nulles, déjà traité par Euler, en a fait une étude synthétique profonde (*Journal de Liouville,* 1re série, t. XVI) : il est arrivé à une représentation géométrique du mouvement d'une rare élégance.

Jacobi (*Journal de Crelle,* t. XXXIX) a donné la solution définitive du problème d'Euler par l'emploi des fonctions elliptiques, en exprimant, par des fonctions uniformes du temps, les neuf cosinus des angles que font les axes principaux d'inertie du corps avec trois axes fixes. En 1883, M. Hermite, dans son Mémoire *Sur quelques applications des fonctions elliptiques,* a ramené le calcul de ces neuf cosinus à l'intégration de l'équation de Lamé et a déterminé analytiquement tous les éléments de la solution de Poinsot.

Enfin Mme Kowaleski, dans un Mémoire couronné par l'Académie des Sciences (*Acta mathematica,* t. XII), a découvert un nouveau cas d'intégrabilité des équations du mouvement d'un corps solide pesant autour d'un point fixe.

Nous indiquerons dans le courant du Chapitre les perfectionnements apportés par divers auteurs à ces théories générales.

I. — ÉQUATIONS D'EULER.

386. Préliminaires géométriques. — Imaginons un corps solide ayant un point fixe en O. Prenons trois axes fixes Ox_1, Oy_1, Oz_1 d'origine O. Pour déterminer la position du corps, considérons un trièdre trirectangle Ox, Oy, Oz dont les arêtes sont invariablement liées au corps solide. La position du corps est évidemment déterminée dès qu'on connaît la position du trièdre $Oxyz$. Nous supposons que ce trièdre est orienté comme le trièdre fixe $Ox_1y_1z_1$, c'est-à-dire que, dans les deux trièdres, une rotation de 90° autour de l'axe des z dans le sens positif, amène l'axe des x sur l'axe des y.

En Géométrie analytique, on définit ordinairement la position d'un système d'axes mobiles $Oxyz$ par rapport à un système d'axes fixes $Ox_1y_1z_1$, par les neuf cosinus des angles que font ces axes entre eux deux à deux. Ces neuf cosinus sont donnés par le Tableau suivant :

	x	y	z
x_1	α	α'	α''
y_1	β	β'	β''
z_1	γ	γ'	γ''

,

où α, β, γ sont les cosinus des angles de Ox avec Ox_1, Oy_1, Oz_1 ; α', β', γ' de Oy avec Ox_1, Oy_1, Oz_1 ; α'', β'', γ'' de Oz avec Ox_1, Oy_1, Oz_1. Entre ces neuf cosinus existent six relations bien connues : de sorte que trois d'entre eux, convenablement choisis, peuvent être regardés comme arbitraires.

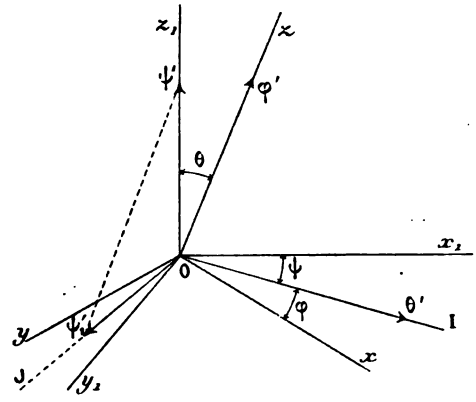
Dans les questions que nous allons traiter, il est ordinairement plus simple d'introduire les trois angles d'Euler, qui sont définis de la façon suivante :

Soit OI (*fig.* 223) l'intersection du plan des xy avec celui des x_1y_1 ; prenons arbitrairement sur cette droite une direction positive OI et désignons par ψ l'angle de cette direction et de la direction Ox_1, cet angle étant compté positivement de Ox_1 vers OI dans le sens des rotations positives autour de Oz_1. La droite OI est perpendiculaire au plan zOz_1. Soit θ l'angle de Oz avec Oz_1, compté positivement de Oz_1 vers Oz dans le sens des rotations positives autour de OI. L'axe Oz est perpendiculaire au plan IOx; soit φ l'angle dont il faut faire tourner la droite OI autour de Oz dans le sens positif pour la faire coïncider avec Ox. L'angle IOy est alors égal à $\varphi + \frac{\pi}{2}$.

Les trois angles θ, φ, ψ sont évidemment indépendants l'un de l'autre et peuvent être choisis arbitrairement. A chaque système de valeurs de ces angles correspond une position et une seule du

trièdre mobile $Oxyz$. La position d'un corps solide autour d'un point fixe dépend donc des trois paramètres indépendants θ, φ, ψ.

Fig. 223.



387. Préliminaires cinématiques. Rotation instantanée. — Nous avons vu en Cinématique que, dans un corps solide mobile autour d'un point fixe, l'état des vitesses à un instant t est le même que si le corps était animé d'une certaine rotation ω autour d'un axe passant par le point fixe. Cette rotation ω s'appelle *la rotation instantanée à l'instant t :* elle est représentée par un vecteur, comme nous l'avons expliqué (n° 41). Appelons p, q, r les composantes de la rotation instantanée suivant les axes mobiles Ox, Oy, Oz. Nous avons exprimé p, q, r en fonction des neuf cosinus et de leurs dérivées par rapport au temps (n° 49). Actuellement, quand le corps se meut, θ, φ, ψ sont des fonctions de t; nous nous proposons de calculer p, q, r en fonction de θ, φ, ψ et de leurs dérivées θ', φ', ψ' par rapport à t.

Pour amener le corps de la position qu'il occupe à l'instant t et qui correspond aux valeurs θ, φ, ψ des trois angles, à la position infiniment voisine qu'il occupe à l'instant $t + dt$ et qui correspond aux angles $\theta + d\theta$, $\varphi + d\varphi$, $\psi + d\psi$, on peut procéder comme il suit :

On fait d'abord tourner le corps de $d\psi$ autour de Oz_1 ; alors ψ augmente de $d\psi$, θ et φ ne changent pas. Autour de la nouvelle position de OI on fait tourner le corps de $d\theta$; enfin, autour de la

nouvelle position de Oz, on le fait tourner de $d\varphi$. Si l'on conçoit que ces trois déplacements angulaires se font dans l'espace de temps dt, les vitesses angulaires de rotation correspondantes sont ψ', θ' et φ'.

On peut donc dire que la rotation instantanée ω est la résultante des trois rotations ψ', θ' et φ' effectuées autour de Oz_1, OI et Oz. Ces trois rotations composantes sont représentées par des segments égaux à ψ', θ' et φ', portés sur les axes Oz_1, OI et Oz. La rotation résultante ω est la somme géométrique de ces trois segments : sa projection sur un axe quelconque est donc égale à la somme des projections des composantes ψ', θ' et φ' sur le même axe. Pour avoir p, q, r, nous appliquerons ce théorème successivement aux axes Ox, Oy, Oz (voir *fig.* 223). Les projections de ψ' sur les axes Ox et Oy s'obtiennent comme il suit. Pour projeter ψ' sur Ox, on peut d'abord projeter ψ' sur le plan xOy, ce qui donne un segment ψ'_1 dirigé suivant la droite OJ perpendiculaire à OI, puis projeter ce segment ψ'_1 sur Ox. On obtient de même la projection de ψ' sur Oy en projetant ψ'_1 sur Oy. Or ψ'_1 est égal à $\psi' \sin\theta$. On a donc pour les trois projections de ψ' sur les axes mobiles Ox, Oy, Oz,

$$\psi' \sin\theta \sin\varphi, \quad \psi' \sin\theta \cos\varphi, \quad \psi' \cos\theta.$$

Les projections de θ' sur les axes mobiles sont immédiatement

$$\theta' \cos\varphi, \quad \theta' \cos\left(\varphi + \frac{\pi}{2}\right), \quad 0;$$

enfin, celles de φ'

$$0, \quad 0, \quad \varphi'.$$

On a donc les formules suivantes, donnant p, q, r,

$$(1) \qquad \begin{cases} p = \psi' \sin\theta \sin\varphi + \theta' \cos\varphi, \\ q = \psi' \sin\theta \cos\varphi - \theta' \sin\varphi, \\ r = \psi' \cos\theta + \varphi'. \end{cases}$$

Remarque. — D'après les valeurs que nous avons trouvées pour les trois projections de ψ', on voit immédiatement que les cosinus γ, γ', γ'' des angles que fait Oz_1 avec Ox, Oy et Oz sont

$$(2) \qquad \gamma = \sin\theta \sin\varphi, \qquad \gamma' = \sin\theta \cos\varphi, \qquad \gamma'' = \cos\theta.$$

Il faut observer, au sujet de ces formules, que dans certains Ouvrages, principalement dans les Traités de Mécanique céleste, les angles θ et ψ sont comptés dans un autre sens; de sorte que les formules de ces Ouvrages se déduisent de celles que nous employons par le changement de θ et ψ en $-\theta$ et $-\psi$.

388. Force vive du corps. — Soit v la vitesse d'un point m du corps ayant pour coordonnées x, y, z par rapport aux axes mobiles $Oxyz$ liés aux corps. Les composantes de la rotation instantanée ω suivant ces axes étant p, q, r, les projections v_x, v_y, v_z de v sur les axes sont (42)

$$v_x = qz - ry, \qquad v_y = rx - pz, \qquad v_z = py - qx,$$

et l'on a

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 = p^2(y^2+z^2) + q^2(z^2+x^2) + r^2(x^2+y^2) \\ - 2qryz - 2rpzx - 2pqxy.$$

Reprenons les notations employées dans le n° 318

$$\Sigma m(y^2+z^2) = A, \qquad \Sigma m(z^2+x^2) = B, \qquad \Sigma m(x^2+y^2) = C, \\ \Sigma myz = D, \qquad \Sigma mzx = E, \qquad \Sigma mxy = F,$$

où A, B, C sont les moments d'inertie du corps par rapport aux axes Ox, Oy, Oz. Nous aurons alors, en calculant la force vive totale Σmv^2, que nous appellerons aussi $2T$,

$$(3) \qquad \Sigma mv^2 = 2T = Ap^2 + Bq^2 + Cr^2 - 2Dqr - 2Erp - 2Fpq.$$

Si, en particulier, on prend pour axes $Oxyz$ liés au corps les axes principaux d'inertie relatifs au point O, les coefficients D, E, F sont nuls et la force vive devient

$$\Sigma mv^2 = 2T = Ap^2 + Bq^2 + Cr^2.$$

Cette même expression de la force vive s'obtient comme il suit. Appelons Mk^2 le moment d'inertie du corps par rapport à l'axe instantané, et a, b, c les cosinus directeurs de cet axe par rapport aux axes $Oxyz$. Nous aurons (n° 318)

$$Mk^2 = Aa^2 + Bb^2 + Cc^2 - 2Dbc - 2Eca - 2Fab.$$

La vitesse angulaire de rotation étant ω, la force vive du corps est

$Mk^2\omega^2$; d'autre part, p, q, r, projections de ω sur les axes, sont égaux à $a\omega$, $b\omega$, $c\omega$. Formant le produit $Mk^2\omega^2$, on obtient immédiatement l'expression déjà trouvée.

389. Moments des quantités de mouvement. Moment résultant. — La quantité de mouvement du point m a pour projections sur Ox, Oy, Oz

$$mv_x, \quad mv_y, \quad mv_z.$$

La somme λ des moments des quantités de mouvement de tous les points du corps par rapport à Ox est donc

$$\lambda = \Sigma m(yv_z - zv_y) = \Sigma m[p(y^2+z^2) - qxy - rxz],$$

ou en ordonnant par rapport à p, q, r

$$(4) \qquad \lambda = Ap - Fq - Er.$$

Cette valeur, comparée à celle de la force vive $2T$, montre que $\lambda = \frac{\partial T}{\partial p}$; on a de même les sommes μ et ν des moments des quantités de mouvement par rapport aux axes Oy et Oz

$$\mu = \frac{\partial T}{\partial q}, \qquad \nu = \frac{\partial T}{\partial r}.$$

Si l'on a pris pour axes $Oxyz$ les axes principaux d'inertie relatifs au point O, les valeurs de λ, μ, ν se simplifient et deviennent

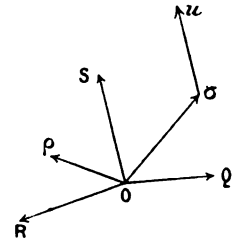
$$(5) \qquad \lambda = Ap, \qquad \mu = Bq, \qquad \nu = Cr.$$

Le moment résultant des quantités de mouvement par rapport au point O est un vecteur $O\sigma$ ayant pour projection, sur chaque axe mené par O, la somme des moments des quantités de mouvement par rapport à cet axe. Les projections de $O\sigma$ sur Ox, Oy, Oz sont donc λ, μ, ν : ou encore les coordonnées de σ sont λ, μ, ν.

390. Équations du mouvement. — Arrivons maintenant au problème de Mécanique. Le corps solide est sollicité par des forces données F_1, F_2, ..., F_n et par la réaction Q du point fixe O. Nous allons, pour avoir les équations du mouvement, appliquer le théorème des moments des quantités de mouvement.

Soient L, M, N les sommes des moments des forces données par rapport aux axes Ox, Oy, Oz. Si l'on construit le moment résultant de ces forces par rapport au point O, on obtient un vecteur OS dont les projections sur les axes $Oxyz$ sont précisément L, M, N. Ce vecteur est le moment résultant par rapport à O de *toutes les forces extérieures* (*fig.* 224), car ce moment

Fig. 224.



se compose du moment des forces données, qui est OS, et du moment de Q, qui est nul.

Nous avons vu que le théorème des moments des quantités de mouvement s'exprime géométriquement de la façon suivante : à chaque instant la vitesse absolue u du point σ est égale et parallèle à OS. Les projections de cette vitesse sont donc égales à celles de OS, c'est-à-dire à L, M, N. Or le point σ a pour coordonnées par rapport aux axes mobiles λ, μ, ν. Quand t varie, λ, μ, ν varient : le point σ se déplace par rapport aux axes mobiles $Oxyz$ avec une vitesse relative ayant pour projections sur Ox, Oy, Oz

$$\frac{d\lambda}{dt}, \quad \frac{d\mu}{dt}, \quad \frac{d\nu}{dt};$$

la vitesse d'entraînement du point du corps solide, qui est en σ, a pour projections sur les mêmes axes

$$q\nu - r\mu, \qquad r\lambda - p\nu, \qquad p\mu - q\lambda.$$

La vitesse absolue u du point σ étant la somme géométrique de sa vitesse relative et de sa vitesse d'entraînement a donc pour projections

$$\frac{d\lambda}{dt} + q\nu - r\mu, \qquad \frac{d\mu}{dt} + r\lambda - p\nu, \qquad \frac{d\nu}{dt} + p\mu - q\lambda.$$

D'après le théorème des moments des quantités de mouvement, ces projections sont égales à L, M, N; on a donc les équations du mouvement

$$(6)\quad \frac{d\lambda}{dt} + q\nu - r\mu = \mathrm{L}, \qquad \frac{d\mu}{dt} + r\lambda - p\nu = \mathrm{M}, \qquad \frac{d\nu}{dt} + p\mu - q\lambda = \mathrm{N},$$

dans lesquelles λ, μ, ν doivent être remplacés par leurs expressions précédemment trouvées en fonction de p, q, r.

391. Équations d'Euler. — On prend habituellement comme axes $Oxyz$ liés au corps les axes principaux d'inertie relatifs au point O. On a alors

$$\lambda = \mathrm{A}p, \qquad \mu = \mathrm{B}q, \qquad \nu = \mathrm{C}r.$$

Portons ces valeurs dans les équations que nous venons d'établir, elles deviendront

$$(7)\quad \left\{\begin{aligned} &\mathrm{A}\frac{dp}{dt} + (\mathrm{C}-\mathrm{B})qr = \mathrm{L},\\ &\mathrm{B}\frac{dq}{dt} + (\mathrm{A}-\mathrm{C})rp = \mathrm{M},\\ &\mathrm{C}\frac{dr}{dt} + (\mathrm{B}-\mathrm{A})pq = \mathrm{N}. \end{aligned}\right.$$

Ce sont les équations d'Euler. En les joignant au groupe (1) définissant p, q, r, nous aurons six équations différentielles du premier ordre pour calculer les six inconnues p, q, r, θ, φ, ψ, en fonction de t.

Les seconds membres de ces équations L, M, N sont des fonctions de θ, φ, ψ si les forces données dépendent uniquement de la position du corps; ce sont des fonctions de θ, φ, ψ, p, q, r, si ces forces dépendent aussi des vitesses. Si l'on voulait calculer directement θ, φ, ψ, l'élimination de p, q, r conduirait à trois équations du second ordre en θ, φ, ψ. Les intégrales générales contiendront six constantes qu'on déterminera, connaissant la position initiale du corps et la rotation instantanée initiale, c'est-à-dire θ_0, φ_0, ψ_0, p_0, q_0, r_0.

392. Réaction du point fixe. — Pour calculer les projections de cette réaction (Q_x, Q_y, Q_z), nous appliquerons le théorème

des quantités de mouvement projetées avec son interprétation géométrique; l'extrémité ρ de la résultante générale des quantités de mouvement a une vitesse absolue égale en grandeur et en direction à la résultante générale des forces extérieures, laquelle a pour projections sur les axes mobiles

$$\Sigma X + Q_x, \qquad \Sigma Y + Q_y, \qquad \Sigma Z + Q_z,$$

$\Sigma X, \Sigma Y, \Sigma Z$ étant les sommes des projections des forces données.

Nous avons donc, par un raisonnement analogue au précédent, en appelant a, b, c les coordonnées du point ρ par rapport aux axes mobiles,

$$(8) \qquad \left\{ \begin{aligned} \frac{da}{dt} + (qc - rb) &= \Sigma X + Q_x, \\ \frac{db}{dt} + (ra - pc) &= \Sigma Y + Q_y, \\ \frac{dc}{dt} + (pb - qa) &= \Sigma Z + Q_z, \end{aligned} \right.$$

les premiers membres représentant les projections de la vitesse absolue du point ρ sur les axes mobiles. Nous avons d'ailleurs pour a la valeur $\Sigma m v_x$, c'est-à-dire

$$a = \Sigma m(qz - ry) = q\Sigma mz - r\Sigma my,$$

que nous écrirons en introduisant les coordonnées ξ, η, ζ du centre de gravité par rapport aux axes mobiles $\Sigma mx = M\xi, \ldots$, etc.,

$$a = M(q\zeta - r\eta);$$

nous aurons aussi

$$b = M(r\xi - p\zeta), \qquad c = M(p\eta - q\xi).$$

Portons ces valeurs de a, b, c dans les équations (8), nous aurons en définitive

$$\zeta \frac{dq}{dt} - \eta \frac{dr}{dt} + q(p\eta - q\xi) - r(r\xi - p\zeta) = \frac{Q_x + \Sigma X}{M},$$

$$\xi \frac{dr}{dt} - \zeta \frac{dp}{dt} + r(q\zeta - r\eta) - p(p\eta - q\xi) = \frac{Q_y + \Sigma Y}{M},$$

$$\eta \frac{dp}{dt} - \xi \frac{dq}{dt} + p(r\xi - p\zeta) - q(q\zeta - r\eta) = \frac{Q_z + \Sigma Z}{M},$$

car ξ, η, ζ sont des constantes.

Si le corps est suspendu par son centre de gravité, les premiers membres des équations précédentes sont nuls, et les équations donnant la réaction se réduisent à

$$\Sigma X + Q_x = 0, \qquad \Sigma Y + Q_y = 0, \qquad \Sigma Z + Q_z = 0.$$

La réaction Q est alors égale et opposée à la résultante générale R des forces données, résultat évident d'après le théorème du mouvement du centre de gravité.

393. **Cas où les axes sont mobiles dans le corps.** — Nous avons supposé antérieurement les axes $Oxyz$ fixes dans le corps. Dans certains problèmes, il peut être utile d'employer des axes $Oxyz$ mobiles dans le corps.

Les formules doivent alors évidemment être modifiées. Tout d'abord, en appelant p, q, r les composantes de la rotation instantanée du corps suivant les axes $Oxyz$, ces composantes dépendent à la fois du mouvement des axes mobiles $Oxyz$ par rapport aux axes fixes $Ox_1y_1z_1$, c'est-à-dire de $\theta, \varphi, \psi, \theta', \varphi', \psi'$ et du mouvement du corps par rapport aux axes mobiles $Oxyz$. Les projections sur les axes mobiles $Oxyz$ de la vitesse d'un point du corps sont encore données par les formules

$$v_x = qz - ry, \qquad v_y = rx - pz, \qquad v_z = py - qx,$$

de sorte que la force vive du corps est

$$2T = Ap^2 + Bq^2 + Cr^2 - 2Dqr - 2Erp - 2Fpq,$$

où

$$A = \Sigma m(y^2 + z^2), \qquad \ldots, \qquad D = \Sigma myz, \qquad \ldots.$$

On a aussi pour les coordonnées λ, μ, ν, par rapport aux axes $Oxyz$, de l'extrémité σ du moment résultant des quantités de mouvement

$$\lambda = \frac{\partial T}{\partial p} = Ap - Fq - Er, \qquad \ldots.$$

Le système des axes mobiles est animé d'une rotation instantanée ω' distincte de celle du corps : appelons p', q', r' les composantes de cette rotation suivant les axes $Oxyz$. En écrivant que la vitesse absolue de σ a pour projections L, M, N sur les axes mobiles, on a pour les équations du mouvement

$$\frac{d\lambda}{dt} + q'\nu - r'\mu = L, \qquad \ldots$$

comme plus haut (n° 390); mais, les axes $Oxyz$ étant mobiles dans le corps, A, B, C, D, E, F ne sont plus *des constantes* et varient avec t,

de sorte qu'en calculant $\frac{d\lambda}{dt}$ il faudra tenir compte de la variation de ces quantités.

II. — LES FORCES EXTÉRIEURES ONT UNE RÉSULTANTE UNIQUE PASSANT PAR LE POINT FIXE.

394. Intégrales premières. — Le cas le plus simple qui puisse se présenter est que les forces extérieures aient une résultante unique passant par le point fixe, comme il arrive pour un solide pesant suspendu par son centre de gravité.

Le moment résultant des forces extérieures par rapport au point O est alors nul; les quantités L, M, N sont égales à zéro et les équations d'Euler deviennent

$$(9)\qquad \begin{cases} A\dfrac{dp}{dt} + (C - B)qr = 0, \\ B\dfrac{dq}{dt} + (A - C)rp = 0, \\ C\dfrac{dr}{dt} + (B - A)pq = 0. \end{cases}$$

Comme ces équations ne contiennent que p, q, r, et non θ, φ, ψ, l'intégration des équations du mouvement se divise en deux parties : on a d'abord à intégrer les équations d'Euler (9), qui donnent p, q, r en fonction de t; puis il faut calculer θ, φ, ψ en fonction de t.

Le système (9) admet deux intégrales faciles à former. En multipliant la première de ces équations par p, la deuxième par q, la troisième par r et ajoutant, on a la relation

$$Ap\frac{dp}{dt} + Bq\frac{dq}{dt} + Cr\frac{dr}{dt} = 0$$

ou, en intégrant et appelant h une constante arbitraire,

$$(10)\qquad Ap^2 + Bq^2 + Cr^2 = h,$$

Multiplions de même ces équations par Ap, Bq, Cr, nous avons, en ajoutant,

$$A^2p\frac{dp}{dt} + B^2q\frac{dq}{dt} + C^2r\frac{dr}{dt} = 0,$$

ou, en intégrant et appelant l^2 une constante arbitraire,

$$A^2p^2 + B^2q^2 + C^2r^2 = l^2. \tag{11}$$

Ces deux intégrales ont une signification simple; elles résultent immédiatement des théorèmes généraux. En effet, la force vive totale du corps a pour expression $Ap^2 + Bq^2 + Cr^2$; l'équation (10) exprime donc que la force vive du système reste constante, ce qui est évident, car, les forces données se réduisant à une résultante unique passant par O, cette résultante peut toujours être transportée en O, et son travail est évidemment nul.

Pour interpréter de même l'équation (11), nous rappellerons que le moment résultant $O\sigma$ des quantités de mouvement a pour projections sur les axes mobiles Ap, Bq, Cr. L'équation (11) exprime donc que sa longueur est constante : ce qui résulte encore des théorèmes généraux. Car actuellement L, M, N étant nuls, OS est nul; le point σ, ayant une vitesse nulle, est fixe, et la longueur $O\sigma$ est constante et égale à l. Le théorème des aires s'applique à la projection du mouvement sur un plan quelconque mené par O. Le plan perpendiculaire à $O\sigma$ est le plan du maximum des aires.

L'élimination des termes constants entre les équations (10) et (11) conduit à la relation

$$A(Ah - l^2)p^2 + B(Bh - l^2)q^2 + C(Ch - l^2)r^2 = 0.$$

Les équations de l'axe instantané par rapport aux axes mobiles étant $\frac{x}{p} = \frac{y}{q} = \frac{z}{r}$, on voit que cet axe décrit dans le corps le cône du second ordre

$$A(Ah - l^2)x^2 + B(Bh - l^2)y^2 + C(Ch - l^2)z^2 = 0,$$

qui sera discuté plus loin.

Une conséquence immédiate des équations précédentes est que *la projection de la rotation instantanée sur la direction fixe* $O\sigma$ *du moment résultant des quantités de mouvement, est constante* (Poinsot). En effet, l'angle de l'axe instantané ω avec $O\sigma$ a pour cosinus

$$\cos\widehat{\omega, \sigma} = \frac{p.Ap + q.Bq + r.Cr}{\omega.l},$$

l'où

$$\omega \cos \widehat{\omega, \sigma} = \frac{h}{l},$$

quantité constante.

Pour mettre l'homogénéité en évidence, nous poserons avec M. Greenhill (*Fonctions elliptiques*, traduction de Griess, p. 119)

$$\frac{h}{l} = \mu, \qquad \frac{l^2}{h} = D,$$

l'où

$$(12) \qquad h = D\mu^2, \qquad l = D\mu.$$

La constante arbitraire μ, projection de ω sur $O\sigma$, est alors une rotation, et la constante arbitraire D est, au point de vue de l'homogénéité, une quantité de même nature que A, B, C.

395. Étude du mouvement : intégration par les fonctions elliptiques. — Supposons $A > B > C$ et supposons que la constante arbitraire D ne soit égale à aucune des quantités A, B ou C. Les composantes p, q, r de la rotation instantanée sont définies en fonction du temps par les trois équations

$$(13) \qquad \begin{cases} A\,p^2 + B\,q^2 + C\,r^2 = D\,\mu^2, \\ A^2p^2 + B^2q^2 + C^2r^2 = D^2\mu^2, \\ B\dfrac{dq}{dt} + (A - C)\,pr = 0. \end{cases}$$

Nous tirerons p et r des deux premières équations et, en les portant dans la troisième, nous aurons une équation différentielle du premier ordre en q. L'élimination de r entre les deux premières équations donne

$$Ap^2(A - C) + Bq^2(B - C) = D(D - C)\,\mu^2.$$

D'après les grandeurs relatives de A, B, C, on voit que la différence $D - C$ est essentiellement positive; elle ne pourrait être nulle que si p_0 et q_0 étaient nuls tous deux, c'est-à-dire dans le cas où l'état initial serait une rotation autour de Oz; ce cas sera examiné à part. De l'équation ci-dessus on tire

$$(14) \qquad p^2 = \frac{B(B - C)}{A(A - C)}(f^2 - q^2),$$

en posant

$$f^2 = \mu^2 \frac{D(D-C)}{B(B-C)};$$

on aurait par un calcul semblable

$$(15) \qquad r^2 = \frac{B(A-B)}{C(A-C)}(g^2-q^2), \qquad g^2 = \mu^2 \frac{D(A-D)}{B(A-B)},$$

le binome A — D étant essentiellement positif et ne pouvant être nul que si q_0 et r_0 sont nuls.

Pour que p et r restent réels, il faut que q^2 reste inférieur à la plus petite des deux quantités f^2 et g^2; pour reconnaître cette quantité, formons la différence $g^2 - f^2$:

$$g^2 - f^2 = \mu^2 \frac{D(A-C)(B-D)}{B(B-C)(A-B)}.$$

Le signe de $g^2 - f^2$ est donc celui de B — D, signe connu par les conditions initiales.

Pour fixer les idées, nous supposerons

$$B - D > 0, \qquad g^2 > f^2.$$

La variable q doit alors varier entre $-f$ et $+f$: donc r ne s'annule jamais et conserve toujours le même signe, signe connu par la valeur initiale r_0 : nous supposerons $r > 0$. Au contraire p s'annule toutes les fois que $q = \pm f$; quand q augmente, $\frac{dq}{dt}$ est positif, la troisième des équations (13) montre que p est alors négatif; quand q diminue, p est positif. Ces considérations fixent à chaque instant les signes à prendre devant les radicaux qui, d'après (14) et (15), donnent p et r en fonction de q.

En portant ces valeurs de p et r dans la troisième des équations (13), on trouve

$$\frac{dq}{dt} = \sqrt{\frac{(B-C)(A-B)}{AC}}\sqrt{(f^2-q^2)(g^2-q^2)},$$

où le radical est pris positivement tant que q augmente, jusqu'au moment où q atteint la valeur $+f$; puis, q décroissant de $+f$ à $-f$, le radical doit être pris négativement, et ainsi de suite.

On voit que t est donné en fonction de q par une intégrale elliptique, que nous ramènerons à la forme normale en posant

$$(16)\qquad q = fs, \qquad k^2 = \frac{f^2}{g^2} = \frac{(A-B)(D-C)}{(B-C)(A-D)}.$$

Nous aurons ainsi, en résolvant par rapport à dt et intégrant,

$$(17)\qquad n(t-t_0) = \int_0^s \frac{ds}{\sqrt{(1-s^2)(1-k^2s^2)}},$$

où n désigne la constante positive

$$(18)\qquad n = \mu\sqrt{\frac{D(A-D)(B-C)}{ABC}}$$

et t_0, une nouvelle constante arbitraire, représentant l'époque où q s'annule en croissant. Le module k^2 est moindre que 1 puisque $g^2 > f^2$; il est égal au rapport anharmonique de A, B, D, C.

Ces formules donnent p, q, r en fonctions uniformes du temps. En effet, en posant, pour abréger,

$$\tau = n(t-t_0),$$

l'inversion de l'intégrale elliptique donne

$$s = \operatorname{sn}\tau;$$

$$(19)\qquad \left\{\begin{aligned} q &= fs &&= \varepsilon\mu\sqrt{\frac{D(D-C)}{B(B-C)}}\operatorname{sn}\tau,\\ p &= f\sqrt{\frac{B(B-C)}{A(A-C)}}\sqrt{1-\operatorname{sn}^2\tau} &&= \varepsilon'\mu\sqrt{\frac{D(D-C)}{A(A-C)}}\operatorname{cn}\tau,\\ r &= g\sqrt{\frac{B(A-B)}{C(A-C)}}\sqrt{1-k^2\operatorname{sn}^2\tau} &&= \varepsilon''\mu\sqrt{\frac{D(A-D)}{C(A-C)}}\operatorname{dn}\tau, \end{aligned}\right.$$

où μ est positif et où ε, ε', ε'' sont égaux à ± 1.

D'après les propriétés élémentaires des fonctions sn, cn, dn, ces formules montrent que p et q s'annulent périodiquement, tandis que r ne s'annule jamais.

Si, comme précédemment, nous supposons $r_0 > 0$, r reste constamment positif et il faut prendre $\varepsilon'' = +1$. Alors, d'après la première équation d'Euler, on voit immédiatement que $\frac{dp}{dt}$

et q doivent être de mêmes signes, ce qui, d'après la formule connue

$$\frac{d\,\mathrm{cn}\,\tau}{d\tau} = -\,\mathrm{sn}\,\tau\,\mathrm{dn}\,\tau,$$

montre que $\varepsilon\varepsilon' = -1$. Nous prendrons $\varepsilon' = -1$ et $\varepsilon = +1$.

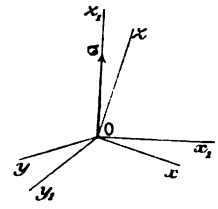
Les valeurs de p, q, r sont des fonctions périodiques de t et admettent la période

$$\mathrm{T} = \frac{4\mathrm{K}}{n} = \frac{4}{n}\int_0^1 \frac{ds}{\sqrt{(1-s^2)(1-k^2s^2)}}.$$

Quand le temps augmente de cette quantité, p, q, r reprennent les mêmes valeurs, l'axe instantané de rotation reprend alors sa position primitive dans le corps, mais non dans l'espace, comme nous le verrons plus loin.

Il faut maintenant calculer les trois angles d'Euler en fonction du temps. Pour simplifier le calcul, nous supposerons qu'on ait pris pour axe des z_1 la direction invariable de l'axe $\mathrm{O}\sigma$ du mo-

Fig. 225.



ment résultant des quantités de mouvement. Écrivons que les projections du segment $\mathrm{O}\sigma = l$ sur les axes mobiles sont respectivement $\mathrm{A}p$, $\mathrm{B}q$, $\mathrm{C}r$, nous aurons

$$(20)\qquad \begin{cases} l\sin\theta\sin\varphi = \mathrm{A}p, \\ l\sin\theta\cos\varphi = \mathrm{B}q, \\ l\cos\theta = \mathrm{C}r; \end{cases}$$

car les cosinus γ, γ', γ'' des angles de $\mathrm{O}x$, $\mathrm{O}y$, $\mathrm{O}z$ avec $\mathrm{O}z_1$ sont $\sin\theta\sin\varphi$, $\sin\theta\cos\varphi$ et $\cos\theta$. Ces équations donnent, sans intégration, θ et φ en fonction de p, q, r, et sont compatibles en vertu de l'équation (11).

Pour calculer ψ, nous nous reporterons aux deux équations établies précédemment :

$$p = \psi' \sin\theta \sin\varphi + \theta' \cos\varphi,$$
$$q = \psi' \sin\theta \cos\varphi - \theta' \sin\varphi;$$

en éliminant θ', nous en tirerons

$$\psi' = \frac{p \sin\varphi + q \cos\varphi}{\sin\theta};$$

or les équations (20) nous donnent

$$p \sin\varphi + q \cos\varphi = \frac{Ap^2 + Bq^2}{l \sin\theta}, \qquad l^2 \sin^2\theta = A^2 p^2 + B^2 q^2;$$

l'expression de ψ' devient donc

$$\psi' = l \frac{Ap^2 + Bq^2}{A^2 p^2 + B^2 q^2} = l \frac{h - Cr^2}{l^2 - C^2 r^2}. \tag{21}$$

Comme ψ' est positif, l'angle ψ va toujours en croissant; le plan $z_1 Oz$ tourne toujours dans le sens positif autour de Oz_1, c'est-à-dire de $O\sigma$. En remplaçant p et q ou r par leurs valeurs en fonction de t, on a ψ en t par une quadrature portant sur une fonction elliptique. Nous montrons plus loin (n° 398) comment on peut, en effectuant cette quadrature, exprimer ψ et, par suite, les neuf cosinus α, β, γ, α', β', γ', α'', β'', γ'' en fonction du temps.

Les principales circonstances du mouvement résultent des formules précédentes : lorsque le temps t augmente de la période $T = \frac{4K}{n}$, θ et φ reprennent les mêmes valeurs, ainsi que p, q, r, d'après les formules (20). Quant à l'angle ψ, il augmente d'une constante : en effet, en appelant $\psi(t)$ l'expression de ψ en fonction du temps, telle qu'elle résulte de la formule (21), on a

$$\psi'(t + T) = \psi'(t),$$

car ψ' est une fonction de t qui admet la période T; donc, en intégrant

$$\psi(t + T) = \psi(t) + \psi_1,$$

ψ_1 désignant un angle constant.

396. Cas particuliers. — Nous avons supposé qu'aucun des trois binomes $A - D$, $B - D$, $C - D$ n'est nul. Des circonstances entièrement différentes se présentent dans le mouvement, suivant que l'un des binomes extrêmes, ou le binome moyen, est nul.

1° Soit d'abord $C - D = 0$. Nous avons vu, n° 395, que cette condition ne peut être remplie que si les valeurs initiales p_0 et q_0 sont nulles. Alors l'équation

$$Ap^2(A - C) + Bq^2(B - C) = \mu^2 D(D - C) = 0$$

montre que l'on doit avoir constamment $p = 0$, $q = 0$. L'axe instantané de rotation coïncide donc avec Oz pendant toute la durée du mouvement. Il a une position fixe dans le corps : il est également fixe dans l'espace, car les deux premières équations (20)

$$Ap = l \sin\theta \sin\varphi, \qquad Bq = l \sin\theta \cos\varphi$$

montrent que, p et q étant *nuls*, θ l'est aussi : l'axe instantané Oz coïncide donc avec l'axe Oz_1 fixe dans l'espace. Le mouvement est alors une rotation autour d'un axe fixe. D'après l'équation $Cr = l \cos\theta$, la vitesse angulaire de cette rotation est

$$r = r_0 = \frac{l}{C} = \mu \frac{D}{C} = \mu.$$

Nous retrouvons ici la propriété des axes permanents de rotation. On suppose qu'à l'instant initial le corps tourne autour de l'axe Oz, qui est un axe principal d'inertie relatif au point O : ce mouvement de rotation persiste indéfiniment.

2° Si $A - D = 0$, il faut $q_0 = r_0 = 0$; on trouve alors $q = r = 0$. L'axe instantané de rotation, fixe dans le corps, est dirigé suivant Ox. Dans l'espace, il est fixe aussi et dirigé suivant Oz_1, car, q et r étant nuls, les équations (20) donnent $\theta = \frac{\pi}{2}$, $\varphi = \frac{\pi}{2}$. Le mouvement est donc encore une rotation de vitesse angulaire constante $p = p_0 = \frac{l}{A} = \mu$ autour d'un axe fixe.

Le fait que dans les deux cas l'axe de rotation coïncide avec Oz_1 tient à ce qu'on a choisi pour axe Oz_1 le moment résultant des quantités de mouvement $O\sigma$. Le fait que dans ces deux cas la

vitesse angulaire de la rotation est μ tient à ce que μ désigne en général la projection de la rotation instantanée ω sur $O\sigma$, et actuellement ω coïncide en direction avec $O\sigma$.

3° Soit enfin $B - D = 0$; en éliminant q entre deux premières équations (13), nous avons

$$(22) \qquad Ap^2(A - B) - Cr^2(B - C) = \mu D(D - B) = 0;$$

donc, pour que le cas actuel se présente, il faut et il suffit qu'on ait au début du mouvement

$$Ap_0^2(A - B) - Cr_0^2(B - C) = 0,$$

c'est-à-dire

$$p_0 = \pm r_0 \sqrt{\frac{C(B - C)}{A(A - B)}};$$

si cette condition est remplie, on aura constamment, d'après (22),

$$\frac{p}{r} = \pm \sqrt{\frac{C(B - C)}{A(A - B)}} = \frac{p_0}{r_0},$$

ce qui montre que le lieu des axes instantanés dans le corps se réduit au plan $x = \frac{p_0}{r_0} z$ passant par l'axe moyen.

Dans le cas qui nous occupe, on a $g = f = \mu$, le module $k^2 = \frac{f^2}{g^2}$ se réduit à l'unité, et toutes les intégrations peuvent être effectuées par les fonctions élémentaires.

L'équation différentielle en s se réduit en effet à

$$(23) \qquad \frac{ds}{dt} = \pm n(1 - s^2),$$

d'où l'on tire, en intégrant et choisissant le signe $+$,

$$2n(t - t_0) = \log \frac{1 + s}{1 - s}.$$

Posant, comme plus haut, $\tau = n(t - t_0)$, on a donc

$$\frac{1 + s}{e^\tau} = \frac{1 - s}{e^{-\tau}} = \frac{2s}{e^\tau - e^{-\tau}} = \frac{2}{e^\tau + e^{-\tau}} = \sqrt{1 - s^2}.$$

Comme on a $g = f = \mu$, les valeurs de p, q, r deviennent

$$q = \mu s = \varepsilon\mu \frac{e^{\tau} - e^{-\tau}}{e^{\tau} + e^{-\tau}},$$

$$(24) \quad \begin{cases} p = \mu\sqrt{\dfrac{B(B-C)}{A(A-C)}}\sqrt{1-s^2} = \varepsilon'\mu\sqrt{\dfrac{B(B-C)}{A(A-C)}}\,\dfrac{2}{e^{\tau}+e^{-\tau}}, \\ r = \mu\sqrt{\dfrac{B(A-B)}{C(A-C)}}\sqrt{1-s^2} = \varepsilon''\mu\sqrt{\dfrac{B(A-B)}{C(A-C)}}\,\dfrac{2}{e^{\tau}+e^{-\tau}}, \end{cases}$$

où ε, ε', ε'' sont encore égaux à ± 1. Nous mettons un facteur ε devant la valeur de q, car, suivant qu'on prend dans (23) le signe $+$ ou le signe $-$, on trouve pour q une valeur ou cette valeur changée de signe. Si r_0 est supposé positif, on prend $\varepsilon'' = +1$; si, par exemple, p_0 est négatif, $\varepsilon' = -1$; alors la première équation d'Euler exige $\varepsilon = +1$. Nous prendrons cette détermination des signes. Lorsque t croît indéfiniment, on voit que q a pour limite μ, tandis que p et r ont pour limite 0; par conséquent, l'axe instantané de rotation tend à prendre dans le corps une position limite qui est l'axe moyen de l'ellipsoïde d'inertie. Dans l'espace, cet axe tend d'ailleurs vers la direction Oz_1 du moment résultant des quantités de mouvement, car les équations (20) montrent que θ doit tendre vers $\frac{\pi}{2}$ et φ vers zéro; la limite de Oy est donc bien Oz_1. Le mouvement tend ainsi vers une rotation uniforme de vitesse angulaire μ autour d'un axe fixe.

Si p et r étaient nuls à l'instant initial $t = 0$, il faudrait dans les équations (24) supposer la constante $t_0 = \pm\infty$; alors p et r resteraient constamment nuls et q constamment égal à μ. Dans ce cas, le corps commencerait à tourner autour de l'axe d'inertie Oy et ce mouvement subsisterait indéfiniment.

397. Cas où l'ellipsoïde d'inertie est de révolution. — Supposons que l'ellipsoïde d'inertie soit de révolution autour de Oz par exemple, et soit par suite

$$A = B,$$

C étant supérieur à A, et B, si l'ellipsoïde est aplati, inférieur s'il est allongé.

Le module k^2 est alors *nul* et les fonctions elliptiques de-

viennent circulaires. Tout d'abord la troisième équation d'Euler

$$C\frac{dr}{dt}+(B-A)pq=0$$

se réduit à

$$\frac{dr}{dt}=0, \qquad r=r_0;$$

la dernière des équations (20)

$$l\cos\theta=Cr=Cr_0$$

montre que θ doit aussi être constant,

$$\theta=\theta_0,$$

et les deux premières donnent

$$p=\frac{l\sin\theta_0}{A}\sin\varphi, \qquad q=\frac{l\sin\theta_0}{A}\cos\varphi;$$

il nous suffit donc de trouver φ en fonction du temps; pour cela, portons ces valeurs de p, q, r dans la première des équations d'Euler, qui devient

$$A\frac{dp}{dt}+(C-A)qr=0,$$

nous aurons, toutes réductions faites,

$$\frac{d\varphi}{dt}=\frac{A-C}{A}r_0, \qquad \varphi=\varphi_0+\frac{A-C}{A}r_0t;$$

on obtient alors p et q en fonction du temps en substituant φ dans les valeurs précédentes.

Quant à ψ, la formule établie précédemment

$$\frac{d\psi}{dt}=\frac{l(Ap^2+Bq^2)}{A^2p^2+B^2q^2}$$

donne ici

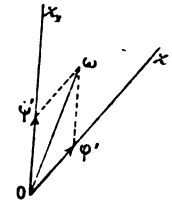
$$\frac{d\psi}{dt}=\frac{l}{A};$$

ψ varie donc proportionnellement au temps.

Nous avons vu précédemment (n° 387) que la rotation instantanée ω est la somme géométrique des trois rotations θ', φ' et ψ'

dirigées respectivement suivant OI, Oz et Oz_1. Actuellement, l'angle zOz_1 est constant, θ' est nul, φ' et ψ' sont constants. La rotation instantanée ω est la diagonale du parallélogramme construit sur ψ' et φ'; ce parallélogramme reste égal à lui-même pendant toute la durée du mouvement. Le lieu de l'axe instantané ω dans le corps est donc un cône de révolution d'axe Oz; le lieu de l'axe instantané dans l'espace est un cône de révolution d'axe Oz_1. Le mouvement fini s'obtient en faisant rouler le premier cône sur le deuxième d'un mouvement uniforme (*fig.* 226).

Fig. 226.



398. **Indications sommaires sur le calcul des neuf cosinus en fonction du temps.** — Les expressions des neuf cosinus données par Jacobi (*Journal de Crelle,* t. 39) peuvent être calculées par la voie élémentaire suivante, qui se présente immédiatement, et qui est à peu de chose près celle qu'a suivie Somoff (*Journal de Crelle,* t. 42). Nous avons déjà obtenu θ et φ en fonction du temps par les formules (20); calculons ψ. Nous avons trouvé

$$\frac{d\psi}{dt} = \mu D \frac{Ap^2 + Bq^2}{A^2p^2 + B^2q^2}.$$

Posons comme plus haut $\tau = n(t - t_0)$; remplaçons, dans l'expression de $\frac{d\psi}{dt}$, p et q par leurs valeurs (19) et $\mathrm{cn}^2\tau$ par $1 - \mathrm{sn}^2\tau$; nous avons

$$\frac{d\psi}{d\tau} = \frac{\mu D}{n} \frac{(B - C) - (B - A)\,\mathrm{sn}^2\tau}{A(B - C) - C(B - A)\,\mathrm{sn}^2\tau},$$

ce qu'on peut encore écrire, en effectuant la division,

$$\frac{d\psi}{d\tau} = \frac{\mu D}{nC} + \frac{\mu D}{nC} \frac{(C - A)(B - C)}{A(B - C) - C(B - A)\,\mathrm{sn}^2\tau}.$$

Pour mettre en évidence les pôles de la fonction doublement périodique du second membre, déterminons un argument constant ic vérifiant la relation

$$\mathrm{sn}^2 ic = \frac{A(B - C)}{C(B - A)}; \tag{25}$$

comme $A > B$, la valeur de $\operatorname{sn} ic$ est purement imaginaire : on peut donc prendre, pour l'argument ic, une valeur purement imaginaire, et, par suite, pour c, une valeur réelle. Nous pourrons alors écrire

$$\frac{d\psi}{d\tau} = \frac{\mu D}{nC} + \frac{\mu D}{nC}\,\frac{(C-A)(B-C)}{C(B-A)}\,\frac{1}{\operatorname{sn}^2 ic - \operatorname{sn}^2\tau}.$$

D'après les relations élémentaires qui lient les fonctions sn, cn, dn d'un même argument, on tire de (25)

$$\operatorname{cn}^2 ic = \frac{B(A-C)}{C(A-B)}, \qquad \operatorname{dn}^2 ic = \frac{D(A-C)}{C(A-D)}.$$

Extrayant les racines carrées et tenant compte de la valeur de n, on trouve

$$i \operatorname{sn} ic \operatorname{cn} ic \operatorname{dn} ic = \frac{\mu D}{nC}\,\frac{(C-A)(B-C)}{C(B-A)}.$$

Il faudrait mettre un double signe devant le deuxième membre, mais, comme on peut changer le signe de ic sans que les relations antérieures soient changées, on peut toujours prendre le signe $+$ devant le second membre. L'équation qui donne $\frac{d\psi}{d\tau}$ s'écrit alors

$$(26) \qquad \frac{d\psi}{d\tau} = \frac{\mu D}{nC} + \frac{i \operatorname{sn} ic \operatorname{cn} ic \operatorname{dn} ic}{\operatorname{sn}^2 ic - \operatorname{sn}^2\tau}.$$

Cette expression est maintenant aisée à intégrer. On a, en effet, quels que soient les deux arguments u et v l'identité (*voir*, par exemple, Briot et Bouquet, *Fonctions elliptiques*, p. 494),

$$(27) \qquad \operatorname{sn}^2 u - \operatorname{sn}^2 v = \frac{\Theta^2(0)}{k}\,\frac{\Pi(u-v)\,H(u+v)}{\Theta^2(u)\,\Theta^2(v)},$$

qui donne, en prenant les dérivées logarithmiques par rapport à u,

$$\frac{2 \operatorname{sn} u \operatorname{cn} u \operatorname{dn} u}{\operatorname{sn}^2 u - \operatorname{sn}^2 v} = -2\,\frac{\Theta'(u)}{\Theta(u)} + \frac{H'(u-v)}{H(u-v)} + \frac{H'(u+v)}{H(u+v)}.$$

On a donc, en faisant $u = ic$, $v = \tau$, et désignant par λ la constante réelle $\frac{\mu D}{nC} - i\,\frac{\Theta'(ic)}{\Theta(ic)}$,

$$\frac{d\psi}{d\tau} = \lambda + \frac{i}{2}\,\frac{H'(ic-\tau)}{H(ic-\tau)} + \frac{i}{2}\,\frac{H'(ic+\tau)}{H(ic+\tau)}.$$

Intégrant et supposant les axes choisis de telle façon que ψ s'annule

avec τ, on a enfin

$$\psi = \lambda\tau + \frac{i}{2}\log\frac{H(ic+\tau)}{H(ic-\tau)}. \tag{28}$$

Les trois angles θ, φ, ψ sont ainsi exprimés en fonction du temps, et l'on peut déterminer la position du corps à un instant quelconque. Les sinus et cosinus de ces trois angles s'expriment par des fonctions du temps qui sont ou uniformes ou racines carrées de fonctions uniformes. Mais il est très remarquable que les neuf cosinus α, β, γ, α', β', γ', α'', β'', γ'' sont des fonctions uniformes du temps. Ce résultat, dû à Jacobi, peut s'établir comme il suit. Les formules (20) donnent déjà γ, γ', γ'' en fonction uniforme de t. On en conclut

$$\sin\theta = \frac{\sqrt{A^2p^2 + B^2q^2}}{D\mu},$$

ou, en remplaçant p^2 et q^2 par leurs valeurs,

$$\sin\theta = \sqrt{\frac{C(A-B)(D-C)}{D(A-C)(B-C)}}\sqrt{\mathrm{sn}^2\tau - \frac{A(B-C)}{C(B-A)}}.$$

Introduisant l'argument ic défini par la relation (25), puis tenant compte de l'identité (27), dans laquelle on fait $u = \tau$ et $v = ic$, on trouve pour $\sin\theta$ une expression de la forme

$$\sin\theta = \nu\,\frac{\sqrt{H(\tau - ic)\,H(\tau + ic)}}{\Theta(\tau)},$$

où ν est une constante dont il est inutile d'écrire la valeur. On voit ainsi que $\sin\theta$ est la racine carrée d'une fonction uniforme. En calculant $e^{i\psi}$, $\cos\psi$, $\sin\psi$ d'après la formule (28), on trouve que ces fonctions dépendent de la même irrationnelle que $\sin\theta$; cette irrationnelle disparaît ensuite dans les combinaisons qui donnent α, α', α'', β, β', β''.

On arrive encore à la même conclusion en calculant directement en fonction de t l'expression

$$w = e^{i\psi}\sin\theta.$$

La différentiation donne

$$\frac{1}{w}\frac{dw}{dt} = i\frac{d\psi}{dt} + \cot\theta\,\frac{d\theta}{dt};$$

remplaçant $\frac{d\psi}{dt}$ par sa valeur (21) et θ et $\frac{d\theta}{dt}$ par leurs valeurs déduites de $l\cos\theta = Cr$, on trouve pour $\frac{1}{w}\frac{dw}{dt}$ une fonction elliptique de t qui, par une quadrature, donne w en fonction uniforme du temps.

Si l'on veut comparer le calcul précédent à celui de Somoff (*Journal*

de Crelle, t. 42), il suffit de remarquer que l'argument appelé ia par Jacobi et Somoff est lié à ic par la relation

$$ia + ic = iK'.$$

Le cadre de cet Ouvrage ne nous permet pas de développer davantage ces calculs. Nous renverrons, pour plus de détails, au Mémoire de M. Hermite : *Sur quelques applications des fonctions elliptiques*, où se trouvent, avec des indications sur les travaux de Brill, Chelini, Siacci, deux méthodes différentes pour calculer directement les neuf cosinus, et au *Traité* de M. Halphen (t. II).

Lorsque $D = B$ (n° 396, 3°), le module $k = 1$, les angles θ, φ, ψ et les neuf cosinus s'expriment par des fonctions élémentaires. Alors, d'après les relations (24), la fonction $s = \operatorname{sn}\tau$ devient $\frac{e^{\tau} - e^{-\tau}}{e^{\tau} + e^{-\tau}}$ ou $-i \operatorname{tang} i\tau$, et les fonctions $\operatorname{cn}\tau$ et $\operatorname{dn}\tau$ se réduisent à $\sqrt{1 - s^2}$ ou à $\frac{1}{\cos i\tau}$. En introduisant un argument purement imaginaire ic défini par la relation (25), c'est-à-dire

$$\operatorname{tang}^2 c = \frac{A(B - C)}{C(A - B)}, \qquad \frac{1}{\cos^2 c} = \frac{B(A - C)}{C(A - B)},$$

on remplacera la formule (26) par

$$\frac{d\psi}{d\tau} = \frac{\mu B}{nC} + \frac{\operatorname{tang} c}{\cos^2 c} \frac{1}{\operatorname{tang}^2 c - \operatorname{tang}^2 i\tau},$$

qui donne, en intégrant et désignant par λ la constante $\frac{\mu B}{nC} + \operatorname{tang} c$,

$$\psi = \lambda\tau - \frac{i}{2} \operatorname{Log} \frac{\sin(c + i\tau)}{\sin(c - i\tau)}.$$

On déduit de là les expressions des neuf cosinus.

Lorsque $A = B$ (n° 397), le module est nul; $\operatorname{sn}\tau$ se réduit à $\sin\tau$; nous avons donné, pour ce cas, les expressions de θ, φ, ψ.

399. Représentation géométrique du mouvement d'après Poinsot. — Dans un Mémoire inséré au Tome XVI du *Journal de Liouville*, Poinsot a donné une représentation géométrique du mouvement, fondée sur les théorèmes de Cinématique suivants, qui s'appliquent au mouvement le plus général d'un corps solide autour d'un point fixe.

Considérons l'ellipsoïde d'inertie du corps relatif au point fixe O et soient Ox, Oy, Oz les axes principaux de cet ellipsoïde. A un instant quelconque, l'axe de la rotation instantanée ω

rencontre la surface de l'ellipsoïde en un point m, que Poinsot nomme *pôle*.

THÉORÈME I. — *La force vive du corps est* $\frac{\omega^2}{\overline{Om}^2}$.

En effet, d'après la définition même de l'ellipsoïde d'inertie, le moment d'inertie du corps par rapport à l'axe $O\omega$ est $\frac{1}{\overline{Om}^2}$, et comme les vitesses des points du corps sont les mêmes que s'il tournait avec la vitesse angulaire ω autour de $O\omega$, la force vive Σmv^2 est le produit du moment d'inertie par le carré de la vitesse angulaire (n° 359) $\frac{\omega^2}{\overline{Om}^2}$.

THÉORÈME II. — *A chaque instant, le plan tangent à l'ellipsoïde d'inertie au pôle m est perpendiculaire au moment résultant* $O\sigma$ *des quantités de mouvement.*

En effet, l'ellipsoïde d'inertie rapporté aux axes $Oxyz$ a pour équation

$$Ax^2 + By^2 + Cz^2 = 1.$$

Les cosinus directeurs de $O\omega$ étant $\frac{p}{\omega}$, $\frac{q}{\omega}$, $\frac{r}{\omega}$, les coordonnées x, y, z du pôle m par rapport aux mêmes axes sont

$$x = \overline{Om}\,\frac{p}{\omega}, \qquad y = \overline{Om}\,\frac{q}{\omega}, \qquad z = \overline{Om}\,\frac{r}{\omega}.$$

L'équation du plan tangent au point $m(x, y, z)$ étant

$$AXx + BYy + CZz = 1,$$

cette équation devient

$$\frac{\overline{Om}}{\omega}(ApX + BqY + CrZ) = 1,$$

équation d'un plan perpendiculaire à la droite $O\sigma$ dont les projections sont Ap, Bq, Cr.

THÉORÈME III. — *La distance du point fixe au plan tangent à l'ellipsoïde au pôle est égale à la racine carrée de la force*

vive divisée par le moment résultant des quantités de mouvement.

En effet, la distance δ de l'origine O au plan tangent est

$$\delta = \frac{\omega}{\overline{Om}} \frac{1}{\sqrt{A^2p^2 + B^2q^2 + C^2r^2}},$$

ce qui démontre le théorème.

Appliquons maintenant ces trois théorèmes au cas particulier où les forces appliquées au corps solide ont une résultante unique passant par le point fixe. Alors : 1° la force vive est constante et égale à h ou à $D\mu^2$; on a donc

$$\frac{\omega}{\overline{Om}} = \sqrt{h} = \mu\sqrt{D};$$

2° le moment résultant $O\sigma$ des quantités de mouvement a une direction fixe; le plan tangent à l'ellipsoïde en m a donc également une direction fixe perpendiculaire à $O\sigma$; 3° le moment résultant $O\sigma$ ayant une longueur constante l ou μD, la distance du plan tangent en m au centre O est

$$\delta = \frac{\sqrt{h}}{l} = \frac{1}{\sqrt{D}};$$

elle est donc constante.

En résumé, le plan Π tangent en m est *fixe,* car il a une orientation constante et il est à une distance constante du point fixe O.

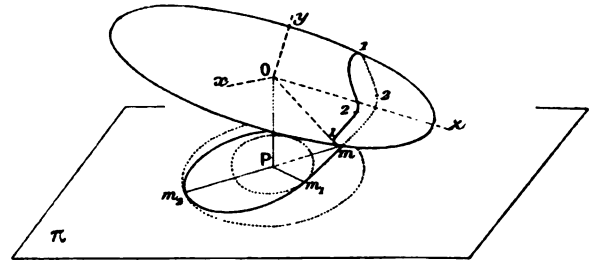
Nous arrivons donc à ce résultat que l'ellipsoïde d'inertie reste constamment en contact avec un plan fixe Π. Le point de contact m est le pôle; la droite Om est l'axe instantané, et la vitesse angulaire de rotation instantanée est $\omega = \overline{Om}\sqrt{h}$: elle varie proportionnellement à $\overline{Om}$. Poinsot appelle *polhodie* la courbe décrite par le pôle m à la surface de l'ellipsoïde, et *herpolhodie* la courbe décrite par le pôle sur le plan fixe Π (*fig.* 227). Le cône, lieu des axes instantanés dans le corps, a pour sommet le point O, et pour directrice la polhodie; le cône lieu des axes instantanés dans l'espace a pour sommet O et pour base l'herpolhodie. Pour obtenir le mouvement, il faut faire rouler le premier cône sur le second

de telle façon que la vitesse angulaire instantanée ω soit à chaque instant proportionnelle à $\overline{Om}$, puisqu'on a

$$\omega = \overline{Om}\sqrt{h}.$$

Comme le point de l'ellipsoïde qui est en contact avec le plan fixe Π possède à chaque instant une vitesse nulle, parce qu'il est sur l'axe instantané, on peut dire aussi que le mouvement s'ob-

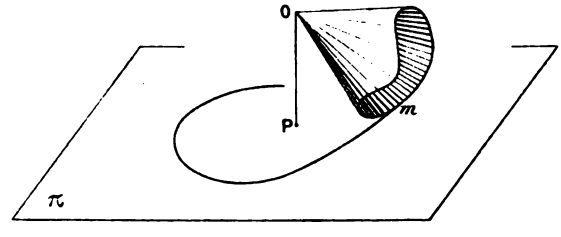
Fig. 227.



tient en faisant rouler et pivoter (sans glissement) l'ellipsoïde d'inertie sur un plan fixe Π. La position de ce plan fixe est connue par les conditions initiales.

On peut encore se représenter le mouvement en supposant qu'on ait réalisé matériellement la surface conique roulante (*fig.* 228)

Fig. 228.



limitée par la polhodie : la roue ainsi formée roule sur le plan Π et sa trace sur le plan est l'herpolhodie. Comme la polhodie roule sur l'herpolhodie, les arcs correspondants des deux courbes ont même longueur.

Polhodie. — Cherchons les équations de la polhodie ; à cet

effet, rapportons l'ellipsoïde d'inertie à ses axes. Nous pourrons définir la polhodie comme lieu des points $m(x, y, z)$ de cet ellipsoïde où le plan tangent

$$AxX + ByY + CzZ = 1$$

est à une distance constante $\delta = \frac{1}{\sqrt{D}}$ de l'origine. Cette condition s'exprime par l'équation

$$(29) \qquad A^2x^2 + B^2y^2 + C^2z^2 = D.$$

Cette équation et celle de l'ellipsoïde

$$(30) \qquad Ax^2 + By^2 + Cz^2 = 1$$

définissent la polhodie qui est ainsi une courbe algébrique du quatrième ordre; on se rendra compte de sa forme en la regardant comme l'intersection de l'ellipsoïde et du cône lieu des axes instantanés Om dans le corps ou cône roulant. L'équation de ce cône s'obtient par une combinaison homogène des deux équations ci-dessus, ce qui donne

$$A(A - D)x^2 + B(B - D)y^2 + C(C - D)z^2 = 0.$$

Pour que ce cône soit réel, il faut que l'on ait

$$A \geqq D \geqq C;$$

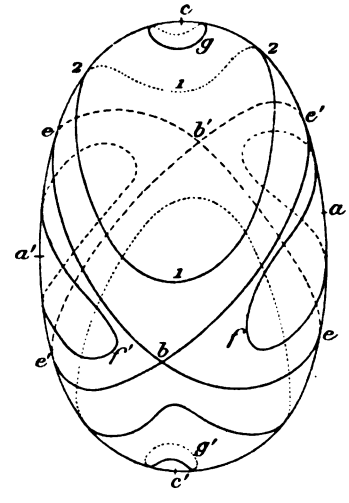
c'est la condition évidente que la distance du plan tangent à l'origine $\frac{1}{\sqrt{D}}$ doit être inférieure au grand axe $\frac{1}{\sqrt{C}}$ et supérieure au petit $\frac{1}{\sqrt{A}}$. Le cône se réduit à deux plans imaginaires, c'est-à-dire à une droite confondue avec Ox ou Oz lorsque l'on a $D = A$ ou $D = C$; ce qui est facile à voir géométriquement, puisque les extrémités c, c' du grand et a, a' du petit axe sont les seuls points réels où le plan tangent est à sa distance maxima ou minima de l'origine. La polhodie est alors formée de deux points c et c' ou a et a' (*fig.* 229). Pour $D = B$, le cône se décompose en deux plans réels passant par l'axe moyen

$$x = \pm z\sqrt{\frac{C(B - C)}{A(A - B)}}.$$

Ce sont bien les plans que nous avons déjà rencontrés dans l'étude analytique du problème; la polhodie est alors formée de deux ellipses ee' se coupant aux extrémités bb' de l'axe moyen.

La polhodie est donc l'intersection de l'ellipsoïde et d'un cône du second ordre ayant les mêmes plans de symétrie. Elle se compose de deux branches fermées distinctes symétriques l'une de l'autre, par rapport au centre et à l'un des plans principaux de l'ellipsoïde : chaque branche admet comme plans de symétrie les deux autres plans principaux de l'ellipsoïde (*fig.* 229) et pos-

Fig. 229.



sède quatre sommets 1, 2, 1, 2 pour lesquels le rayon vecteur Om issu du centre est minimum ou maximum. Dans le mouvement, une des branches de la polhodie roule sur le plan fixe Π. Cette branche est seule utile; l'autre branche roule sur un plan symétrique de Π par rapport au point O.

Il est important de se rendre compte des formes diverses de la polhodie suivant les conditions initiales. Représentons l'ellipsoïde d'inertie (*fig.* 229). Comme nous supposons $A > B > C$, l'axe Ox est le petit axe, Oz le grand. Nous appellerons aa', bb', cc' les sommets de la surface. Suivant les conditions initiales, la constante D varie entre A et C. Pour $D = A$, le cône lieu des axes

instantanés dans le corps se réduit à l'axe Ox et la polhodie, intersection du cône et de l'ellipsoïde, se réduit au point a et au symétrique a'. Quand D diminue un peu, la polhodie se compose d'une petite courbe fermée f entourant a et d'une courbe symétrique f' entourant a'. D continuant à diminuer, les courbes f et f' s'éloignent de a et a', et, pour $D = B$, ces courbes se rejoignent aux points b et b' en se décomposant alors en deux ellipses e et e'. De même pour $D = C$, la polhodie se réduit aux deux sommets c et c' : D augmentant, elle est d'abord formée de deux petites courbes symétriques g et g' entourant ces sommets; puis ces courbes grandissent, et pour $D = B$ elles se réduisent encore aux ellipses e et e'.

Il y a donc deux sortes de polhodies : les unes entourent les sommets du petit axe, les autres les sommets du grand axe; ces deux sortes de polhodies sont séparées par la polhodie singulière correspondant à $D = B$, formée de deux ellipses e et e'. Par chaque point de la surface de l'ellipsoïde il passe une polhodie et une seule; ces courbes étant supposées tracées, pour connaître la polhodie correspondant à des conditions initiales données, il suffit de connaître le point m_0 où la rotation instantanée initiale perce l'ellipsoïde; la polhodie cherchée est celle qui passe par m_0. Quant au plan fixe Π correspondant, c'est le plan tangent en m_0 à l'ellipsoïde dans sa position initiale.

Herpolhodie. — Si l'on abaisse du point fixe une perpendiculaire OP (voir *fig.* 227), sur le plan Π, la longueur OP est égale à $\frac{1}{\sqrt{D}}$. Le rayon vecteur $Pm = \rho$ d'un point de l'herpolhodie est donc

$$\rho = \sqrt{\overline{Om}^2 - \frac{1}{D}}.$$

Nous avons vu, d'après la forme de la polhodie, que la distance Om du pôle au centre varie entre un minimum et un maximum; donc ρ varie également entre un minimum et un maximum correspondants ρ_1 et ρ_2. L'herpolhodie est donc comprise entre deux cercles concentriques de rayons ρ_1 et ρ_2 qu'elle touche successivement en des points tels que m_1, m_2. Elle a la forme indiquée sur la *fig.* 227; c'est une courbe tournant partout sa concavité

vers le point P et ne présentant pas de points d'inflexion. Cette circonstance, remarquée pour la première fois par Hess (*Inaugural Dissertation*, München, 1880; *Math. Annalen*, t. XXVII; 1886), et retrouvée par M. de Sparre (*Comptes rendus*; 1884), mérite d'être signalée, parce que Poinsot, dans son Mémoire, a figuré l'herpolhodie d'une manière inexacte en lui donnant une forme sinueuse.

L'arc d'herpolhodie $m_1 m_2$ est le quart $\overline{1,2}$ de l'arc de polhodie (*fig.* 227); lorsque tous les points de la polhodie sont venus successivement en contact avec le plan, le pôle m reprend la même position sur l'ellipsoïde, mais, dans le plan Π, le rayon vecteur Pm a tourné d'un angle égal à $4\widehat{m_1 P m_2}$, puisqu'il y a quatre sommets sur la polhodie. Si cet angle $m_1 P m_2$ n'est pas commensurable avec π, l'herpolhodie n'est pas fermée, le pôle ne reprend jamais exactement la même position, en même temps, sur l'ellipsoïde et sur le plan. Si cet angle est commensurable avec π, l'herpolhodie est fermée et, au bout d'un certain temps, le pôle reprend la même position sur l'ellipsoïde et sur le plan.

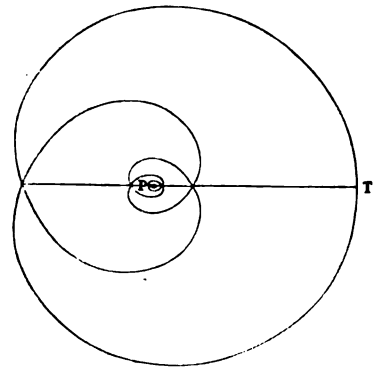
Cas particuliers. — Si $D = A$ ou $D = C$, la polhodie est un point, l'herpolhodie également : l'ellipsoïde pivote en restant en contact avec le plan par le sommet du petit ou du grand axe.

Si $D = B$, la polhodie est réduite à deux ellipses e, e' passant par l'axe moyen. Le petit axe d'une de ces ellipses, comme on le vérifie facilement, est l'axe moyen $\frac{1}{\sqrt{B}}$. Dans ce cas, le mouvement s'obtient en faisant rouler l'une de ces ellipses, dont le centre est fixe, sur le plan Π; comme ce plan est à une distance du centre égale à $\frac{1}{\sqrt{B}}$, le minimum ρ_2 du rayon $\rho = Pm$ de l'herpolhodie est nul; le maximum a une certaine valeur ρ_1. L'herpolhodie a alors la forme d'une double spirale (*fig.* 230), ayant un sommet T correspondant au maximum de ρ et composée de deux branches symétriques par rapport à PT et asymptotes vers le point P. Une partie seulement de cette herpolhodie est effectivement parcourue; c'est celle qui va de la position initiale m_0 du pôle jusqu'au point P, dans un sens ou dans l'autre. Le temps que met le pôle à arriver en P est infini, quoique la longueur de la

spirale soit finie comme égale au périmètre de l'ellipse roulante.

Quand l'ellipsoïde est de révolution, la polhodie et l'herpolhodie sont des cercles. S'il est une sphère, ce sont toujours des points.

Fig. 230.



Stabilité de la rotation autour des axes principaux. — Dans les cas particuliers où le corps commence à tourner autour d'un des axes principaux d'inertie, ce mouvement persiste indéfiniment; l'axe instantané est fixe dans le corps et dans l'espace. Il est aisé de voir que ce sont les seuls cas où l'axe instantané reste fixe dans le corps. En effet, s'il en est ainsi, on a, en appelant a, b, c les cosinus directeurs de l'axe instantané par rapport aux axes $Oxyz$,

$$p = a\omega, \qquad q = b\omega, \qquad r = c\omega,$$

où a, b, c sont constants. Alors l'intégrale des forces vives (10) montre que ω est constant; les trois composantes p, q, r sont donc constantes, et les équations d'Euler donnent

$$(C - B)qr = 0, \qquad (A - C)rp = 0, \qquad (B - A)pq = 0.$$

Si l'ellipsoïde d'inertie n'est pas de révolution, ces équations exigent que deux des quantités p, q, r soient nulles, c'est-à-dire que le corps tourne autour d'un axe principal. Si l'ellipsoïde est de révolution autour de Oz, $A = B$, ou bien r est nul et le corps tourne autour d'un axe dans le plan de l'équateur, c'est-à-dire

autour d'un axe principal, ou bien $p = q = 0$, et le corps tourne autour de l'axe principal Oz. Enfin, dans le cas $A = B = C$, le corps tourne autour d'un axe principal, car tous les axes sont principaux.

On peut se demander maintenant si le mouvement de rotation du corps autour d'un des axes principaux d'inertie est un *mouvement stable ou non*. On dit, en général, qu'un mouvement est stable, si, en modifiant infiniment peu d'une manière arbitraire les conditions initiales, on modifie infiniment peu le mouvement; un mouvement est instable, si une modification infiniment petite dans les conditions initiales amène un changement fini dans le mouvement.

D'abord, si $A > B > C$, la rotation autour du grand et du petit axe de l'ellipsoïde d'inertie est stable; elle est instable autour de l'axe moyen. En effet, animons le corps d'une rotation initiale autour du petit axe; alors cet axe reste fixe, le pôle de rotation coïncide avec le sommet a_0, le plan tangent Π_0 en a_0 est fixe. Si l'on modifie infiniment peu les conditions initiales, en imprimant au corps une rotation initiale autour d'un axe infiniment voisin de Oa_0, la polhodie devient une petite courbe fermée infiniment voisine du sommet du petit axe : donc l'axe instantané décrit dans le corps un cône d'ouverture infiniment petite autour de sa position primitive dans ce corps. Le plan fixe Π, auquel l'ellipsoïde reste tangent dans le nouveau mouvement, est infiniment voisin de Π_0, et la perpendiculaire OP, abaissée de O sur ce plan, est infiniment voisine en *longueur* et *direction* de Oa_0; le rayon vecteur Om d'un point m de l'herpolhodie ayant une longueur infiniment voisine de Oa_0 s'écarte infiniment peu de la perpendiculaire OP, c'est-à-dire de Oa_0 : donc l'axe instantané décrit aussi dans l'espace un cône infiniment voisin de sa position primitive dans l'espace; la rotation considérée est donc stable. Il en serait de même de la rotation autour du grand axe.

Mais si le corps tourne d'abord autour de l'axe moyen, une modification infiniment petite des conditions initiales amènera le pôle dans une position m_0, à partir de laquelle il décrira une polhodie entourant, soit le sommet a, soit le sommet c; l'axe s'écartera alors d'une quantité finie de sa première position; la rotation est instable.

Les ellipses ee et $e'e'$ (*fig.* 229) partagent l'ellipsoïde en quatre fuseaux : deux contenant les sommets a et a' et les deux autres les sommets c et c'. Suivant une remarque de Bour, il est naturel de prendre comme mesure de la stabilité de la rotation autour de l'axe Oa le rapport de l'aire du fuseau contenant a à la moitié de l'aire de l'ellipsoïde d'inertie. En effet, si les conditions initiales sont modifiées de telle façon que le pôle tombe dans ce fuseau, l'axe instantané décrit dans le corps un cône autour de sa direction primitive Oa. De même, on mesurera la stabilité de la rotation autour de Oc par l'aire du fuseau qui contient cet axe. Par exemple, si l'ellipsoïde est très voisin d'un ellipsoïde de révolution autour de Oz, c'est-à-dire si $A - B$ est très petit, le fuseau contenant a est très petit, de sorte que la stabilité de la rotation autour de Oa est faible, car un petit déplacement de l'axe peut faire sortir le pôle du fuseau et l'amener à tourner autour de Oc.

Si l'ellipsoïde est rigoureusement de révolution (projectiles oblongs), il n'y a de stable que la rotation autour de l'axe de révolution : en effet, si le corps tourne autour d'un axe principal du plan de l'équateur et que, pour une cause quelconque, le pôle m soit un peu écarté de ce plan, il ira décrire sur la surface de l'ellipsoïde un cercle parallèle et presque égal à l'équateur. L'axe dans le corps s'écarte donc beaucoup de sa position primitive : il est bon de remarquer que dans l'espace il reste très voisin, au contraire, de sa position primitive, car la longueur Om diffère peu du rayon équatorial.

Si l'ellipsoïde d'inertie est une sphère, tous les axes sont également stables, ou plutôt indifférents, car, si l'axe instantané est porté du lieu où il se trouve dans un autre, il redevient immobile et dans le corps et dans l'espace. (*Voyez* Bour, *Dynamique*, p. 165.)

400. Équation de l'herpolhodie. — Poinsot obtient l'équation différentielle de l'herpolhodie en remarquant que l'expression de l'arc de cette courbe en fonction du rayon Om est identique à l'expression de l'arc de polhodie en fonction du même rayon, car les deux courbes roulent l'une sur l'autre. Nous emploierons une autre méthode qui conduit à des calculs un peu moins longs et que nous empruntons à une Note de M. Darboux à la *Mécanique* de Despeyrous.

Soient, comme plus haut, x, y, z les coordonnées du pôle m par port aux axes principaux d'inertie $Oxyz$; puisque le rapport $\frac{\omega}{Om}$ constant et égal à $\sqrt{h}$, on a

$$(31) \qquad \frac{p}{x} = \frac{q}{y} = \frac{r}{z} = \frac{\omega}{Om} = \sqrt{h}.$$

Comme p, q, r sont des fonctions elliptiques de t (19), il en e même de x, y, z. Les équations d'Euler, dans lesquelles on rempla q, r par $x\sqrt{h}$, $y\sqrt{h}$, $z\sqrt{h}$, donnent

$$(32) \quad A\frac{dx}{dt} + \sqrt{h}(C-B)yz = 0, \qquad B\frac{dy}{dt} + \sqrt{h}(A-C)zx = 0,$$

Appelons, comme précédemment, P la projection du point O sur le fixe Π, qui contient l'herpolhodie, et désignons par ρ et χ les coordo polaires d'un point m de la courbe rapportée au point P. Comme

$$OP = \frac{1}{\sqrt{D}},$$

on a les équations suivantes

$$(33) \qquad \begin{cases} x^2 + y^2 + z^2 = \rho^2 + \frac{1}{D}, \\ A\,x^2 + B\,y^2 + C\,z^2 = 1, \\ A^2x^2 + B^2y^2 + C^2z^2 = D \end{cases}$$

dont la première exprime que $\overline{Om}^2 = \overline{Pm}^2 + \overline{OP}^2$, et dont les der sont les équations de la polhodie. Résolvant ces équations par rap x^2, y^2, z^2, on a, en posant

$$\Delta = (A-B)(B-C)(C-A)$$

et

$$a = -\frac{(B-D)(C-D)}{BCD}, \qquad b = -\frac{(C-D)(A-D)}{CAD},$$

$$c = -\frac{(A-D)(B-D)}{ABD},$$

$$(34) \qquad \begin{cases} x^2 = \frac{BC(C-B)}{\Delta}(\rho^2 - a), \qquad y^2 = \frac{CA(A-C)}{\Delta}(\rho^2 - b), \\ z^2 = \frac{AB(B-A)}{\Delta}(\rho^2 - c). \end{cases}$$

Nous avons supposé $A > B > C$ et D compris entre B et C; alors

négatif, et l'on a $a > 0$, $b > 0$, $c < 0$. Donc z^2 est essentiellement positif et ne s'annule jamais, ce qui est d'accord avec le fait que r ne s'annule jamais. Pour que x^2 et y^2 soient positifs, il faut que $\rho^2 - a$ soit positif et $\rho^2 - b$ négatif : ρ^2 oscille donc entre a et b. On retrouve ainsi ce résultat que le rayon vecteur de l'herpolhodie oscille entre un minimum $\sqrt{a}$ et un maximum $\sqrt{b}$. En différentiant la première des équations (33), on a

$$\rho \frac{d\rho}{dt} = x \frac{dx}{dt} + y \frac{dy}{dt} + z \frac{dz}{dt},$$

ou, en tenant compte des équations (32),

$$\rho \frac{d\rho}{dt} = \sqrt{h}\, xyz \left(\frac{B - C}{A} + \frac{C - A}{B} + \frac{A - B}{C} \right) = - \frac{\Delta \sqrt{h}\, xyz}{ABC};$$

cette équation donne enfin, en remplaçant x, y, z par leurs valeurs (34), et $\sqrt{h}$ par $\mu\sqrt{D}$,

$$(35) \qquad \rho \frac{d\rho}{dt} = \mu \sqrt{D} \sqrt{-(\rho^2 - a)(\rho^2 - b)(\rho^2 - c)},$$

équation qui permettrait de retrouver ρ^2 en fonction de t par une fonction elliptique; cette expression de ρ^2 en fonction de t nous est déjà connue, puisque x, y, z sont des fonctions elliptiques de t.

Pour obtenir une autre équation où figure l'angle polaire χ d'un point de l'herpolhodie, on part de la remarque suivante : si m et m' sont deux positions infiniment voisines (x, y, z) et $(x + dx, y + dy, z + dz)$ du pôle dans le corps, le plan du triangle élémentaire mOm' est tangent au cône lieu des axes instantanés dans le corps, et les projections S_x, S_y, S_z de l'aire S de ce triangle sur les plans principaux de l'ellipsoïde sont

$$2S_x = y\,dz - z\,dy, \qquad 2S_y = z\,dx - x\,dz, \qquad 2S_z = x\,dy - y\,dx.$$

D'autre part, comme le cône lieu des axes Om dans le corps roule sur le cône fixe ayant pour sommet O et pour base l'herpolhodie, le plan mOm' est aussi tangent au cône fixe, et l'aire élémentaire S est aussi égale à l'aire comprise entre les deux génératrices infiniment voisines correspondantes du cône fixe. La projection de l'aire S sur le plan fixe Π qui contient l'herpolhodie est alors un secteur élémentaire de cette courbe $\frac{1}{2}\rho^2 d\chi$.

Comme les plans xOy, yOz, zOx font avec le plan Π, perpendiculaire à $O\sigma$, des angles dont les cosinus sont γ, γ', γ'', on a

$$(36) \qquad \rho^2 d\chi = 2\gamma S_x + 2\gamma' S_y + 2\gamma'' S_z;$$

calculons le second membre. D'abord

$$(37) \qquad \gamma = \frac{Ap}{l} = \frac{A\sqrt{h}}{l}x = \frac{A}{\sqrt{D}}x, \qquad \ldots.$$

Puis, en vertu des équations (32), déduites des équations d'Euler,

$$2S_x = y\,dz - z\,dy = \frac{x\sqrt{h}}{BC}[B(A-B)y^2 + C(A-C)z^2]\,dt;$$

la quantité entre crochets est égale à A — D, comme on le voit en éliminant x^2 entre les deux dernières équations (33). On a donc

$$2S_x = \frac{x\sqrt{h}(A-D)}{BC}\,dt.$$

Calculant de même S_y, S_z par une permutation des lettres et portant dans (36) après avoir remplacé h par $\mu\sqrt{D}$, on a

$$\rho^2\frac{d\chi}{dt} = \mu\left(\frac{A-D}{BC}Ax^2 + \frac{B-D}{CA}By^2 + \frac{C-D}{AB}Cz^2\right).$$

Dans cette relation, nous remplacerons enfin x^2, y^2, z^2 par leurs valeurs (34) en fonction de ρ^2 et nous aurons, après réduction, une relation de la forme

$$(38) \qquad \rho^2\frac{d\chi}{dt} = \mu(\rho^2 + E),$$

où E désigne la constante $\frac{(A-D)(B-D)(C-D)}{ABCD}$, c'est-à-dire $-\sqrt{-abcD}$.

Les deux relations (35) et (38) donnent ρ et χ en fonction du temps. L'élimination de dt fournit l'équation différentielle de l'herpolhodie

$$(39) \qquad d\chi = \frac{(\rho^2 + E)\,d\rho}{\rho\sqrt{D}\sqrt{-(\rho^2-a)(\rho^2-b)(\rho^2-c)}},$$

qui donne χ par une quadrature. On peut ainsi construire l'herpolhodie et vérifier qu'elle n'a pas d'inflexions, en calculant le rayon de courbure en fonction de ρ et montrant qu'il ne devient jamais infini. Ce résultat tient à l'inégalité $A < B + C$ qui lie les trois moments d'inertie. On voit également que l'herpolhodie n'a pas de points de rebroussement, car $\frac{d\chi}{d\rho}$ ne devient pas nul pour les valeurs de ρ^2 comprises entre a et b. Si l'on remplaçait l'ellipsoïde d'inertie par un ellipsoïde quelconque ou par un hyperboloïde qu'on ferait rouler et pivoter sur le plan fixe Π, l'herpol-

hodie correspondante pourrait présenter des inflexions ou des rebroussements; il pourrait aussi arriver que le rayon vecteur Pm ne tourne pas toujours dans le même sens. Nous renverrons, pour une discussion plus détaillée de cette question de Géométrie, à la Note de M. Darboux (*Mécanique* de Despeyrous), au Mémoire de Hess, et pour l'expression de χ en fonction de t, au Traité de M. Greenhill (Chapitre III).

Dans le cas particulier où B = D, E est nul, a et c aussi et la quadrature qui donne χ peut s'effectuer à l'aide des fonctions élémentaires. Alors

$$d\chi = \frac{d\rho}{\rho\sqrt{B}\sqrt{b-\rho^2}} = -\sqrt{\frac{B}{b}}\,\frac{d\frac{\sqrt{b}}{\rho}}{\sqrt{\frac{b}{\rho^2}-1}},$$

et, en faisant $\sqrt{\frac{b}{B}} = \lambda$,

$$\frac{\sqrt{b}}{\rho} = \frac{e^{\lambda\chi}+e^{-\lambda\chi}}{2}.$$

C'est là l'équation de la spirale représentée dans la *fig.* 230.

Remarque. — Les équations de l'herpolhodie sont de la forme générale

$$(40)\qquad \rho^2\frac{d\chi}{dt} = \mu\rho^2+\nu, \qquad \rho\frac{d\rho}{dt} = \lambda\sqrt{F(\rho^2)},$$

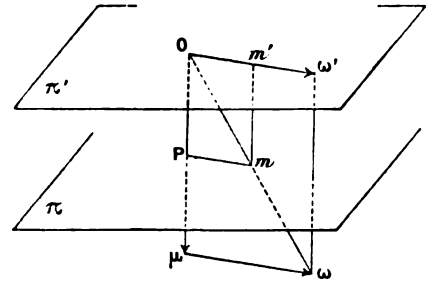
où μ, ν, λ sont des constantes et $F(x)$ un polynome du troisième degré en x, commençant par le terme en $-x^3$; on a de plus, entre ces constantes, la relation $\nu = \pm\lambda\sqrt{-F(0)}$, ainsi qu'il résulte de la valeur de E.

Réciproquement toutes les équations de la forme (40), dans lesquelles les constantes sont telles que $\nu = \pm\lambda\sqrt{-F(0)}$, définissent une herpolhodie parcourue suivant la loi de Poinsot, pourvu qu'on étende la théorie de Poinsot au cas où A, B, C peuvent prendre des valeurs quelconques positives ou négatives, c'est-à-dire au cas où l'ellipsoïde serait remplacé par une quadrique à centre quelconque. C'est ce que montre immédiatement l'identification des équations (40) et des équations de l'herpolhodie.

Herpolhodographe de MM. Darboux et Kœnigs. — On a fait à la représentation de Poinsot le reproche qu'elle *ne représente pas le temps*. Effectivement, si l'on avait réalisé matériellement les deux cônes de sommet O ayant pour bases la polhodie et l'herpolhodie, et si, par un engrenage, on les obligeait à rouler l'un sur l'autre, on n'aurait pas encore la représentation complète du mouvement, car il faudrait en outre imprimer au cône roulant une vitesse angulaire instantanée, qui fût à chaque instant proportionnelle à Om. M. Darboux a montré (Note à la *Mécanique* de Despeyrous) qu'on peut construire un appareil réalisant cette condition, en associant la représentation précédente du mouvement avec une autre représentation, qui est aussi due à Poinsot.

Soit, comme précédemment, m le point de contact de l'ellipsoïde d'inertie avec le plan fixe Π, P la projection du centre O sur Π. Menons par le centre O (*fig.* 231) de l'ellipsoïde un plan Π' parallèle au plan fixe Π et

Fig 231.



appelons m' la projection de m sur Π'. La rotation instantanée $\omega = \overline{Om}\sqrt{h}$ dirigée suivant Om peut être décomposée en deux, l'une dirigée suivant OP ayant la valeur constante $\mu = \mathrm{OP}.\sqrt{h}$, l'autre dirigée suivant Om' égale à $Om'.\sqrt{h}$. Si donc l'on imprime au plan Π' une rotation constante μ autour de OP, le mouvement de l'ellipsoïde par rapport au plan Π', devenu ainsi mobile, se réduira à chaque instant à la seule rotation autour de Om'. Dans le cours du mouvement, Om' change soit dans le corps, soit dans l'espace; dans le corps il décrit un cône (C') du second ordre, et dans l'espace il décrit le plan Π'. Le mouvement relatif de l'ellipsoïde par rapport au plan Π' devenu mobile se réduira donc au roulement du cône (C') sur ce plan, la vitesse relative de roulement étant constamment égale à $Om'.\sqrt{h}$.

Le mouvement du corps peut donc être représenté par le roulement du cône (C'), *invariablement lié au corps, sur le plan* Π', *ce roulement s'effectuant avec la vitesse angulaire instantanée* $Om'.\sqrt{h}$, *pendant que le plan tourne avec une vitesse constante* μ *autour de sa normale* OP.

Vérifions que le cône (C') est du second ordre. Pour définir ce cône, nous chercherons le lieu des diverses positions du point m' par rapport aux axes $Oxyz$ de l'ellipsoïde. Le point $m'(x', y', z')$ étant situé sur la normale au pôle $m(x, y, z)$, à l'ellipsoïde d'inertie, on a

$$(41) \qquad \frac{x'-x}{Ax} = \frac{y'-y}{By} = \frac{z'-z}{Cz} = \lambda;$$

ce point étant dans le plan Π' parallèle au plan tangent en m à l'ellipsoïde, on a aussi

$$(42) \qquad Axx' + Byy' + Czz' = 0.$$

Appelons λ la valeur commune des rapports (41) et portons dans (42) les valeurs de x', y', z' tirées de (41), il vient

$$Ax^2 + By^2 + Cz^2 + \lambda(A^2x^2 + B^2y^2 + C^2z^2) = 0.$$

D'après les équations (29) et (30) de la polhodie, le premier terme de cette relation est 1, le deuxième D, on a donc

$$\lambda = -\frac{1}{D}$$

et les relations (41) donnent, pour les coordonnées de m',

$$x' = x\frac{D-A}{D}, \qquad y' = y\frac{D-B}{D}, \qquad z' = z\frac{D-C}{D}.$$

On peut ainsi déduire le lieu des points m' du lieu des points m. Comme la polhodie, lieu du point m, est sur le cône

$$Ax^2(A-D) + By^2(B-D) + Cz^2(C-D) = 0,$$

on voit que le point m' est sur le cône (C')

$$\frac{Ax^2}{A-D} + \frac{By^2}{B-D} + \frac{Cz^2}{C-D} = 0.$$

Telle est l'équation du cône (C'), lieu des droites Om' dans le corps; il est bien du second ordre.

Ce point étant établi, revenons au mouvement. En rapprochant les deux modes de représentation du mouvement donnés par Poinsot, on voit que, pendant le roulement de l'ellipsoïde central sur le plan fixe Π, le cône (C'), invariablement lié au corps, roule sur le plan Π', tandis que celui-ci tourne avec la vitesse angulaire constante μ autour de OP.

Alors, supposons le cône (C') de sommet fixe O et le plan Π' réalisés matériellement, le plan Π' pouvant tourner autour de OP et le cône (C') étant, à l'aide d'un engrenage, assujetti à rouler sur le plan Π'; supposons d'autre part la polhodie réalisée matériellement sur l'ellipsoïde et assujettie, par un engrenage ou par un frottement considérable, à rouler sur le plan Π; enfin, imaginons le corps solide animé de son mouvement : il entraînera le cône (C') qui, en roulant sur le plan Π', obligera celui-ci à tourner avec une vitesse angulaire *constante*. Inversement si l'on oblige, par un mécanisme d'horlogerie, le plan Π' à tourner autour de OP avec une vitesse angulaire *constante*, ce plan entraînera le cône C' qui, à son tour, obligera la polhodie à rouler sur le plan Π conformément à la loi du mouvement. C'est d'après ces principes que MM. Darboux et Kœnigs ont fait construire un appareil, l'*herpolhodographe*, qui fournit une réalisation cinématique complète de toutes les circonstances du mouvement

d'un corps solide. Nous n'insisterons pas sur les détails de construction de cet appareil dont on trouvera une description dans un article de M. Kœnigs (*Revue générale des Sciences*, 30 avril 1891; Carré). Terminons par une remarque due à M. Kœnigs (*Bulletin de la Société mathématique de France*, t. XVIII, p. 163 et 131). La loi de la vitesse étant le but essentiel de l'appareil, il est à souhaiter que les variations en soient assez sensibles pour être perçues à l'œil. Malheureusement il se trouve qu'on est très limité à cet égard. Si l'on fait rouler sur un plan un ellipsoïde *quelconque* dont le centre demeure fixe, suivant la loi de Poinsot, c'est-à-dire avec une vitesse angulaire proportionnelle au diamètre du point de contact, le rapport de la plus petite valeur de la vitesse angulaire à la plus grande peut prendre toutes les valeurs voulues entre 0 et 1. Il suffit de choisir convenablement l'ellipsoïde et le plan sur lequel il roule. On peut ainsi obtenir des variations de vitesse angulaire allant du simple au double ou au quintuple et très facilement perceptibles. Mais, dans le cas du mouvement d'un corps solide, l'ellipsoïde roulant est un ellipsoïde d'inertie et on a $A < B + C$. Cette inégalité limite le choix que l'on peut faire de l'ellipsoïde roulant, et il arrive que *le rapport de la plus petite valeur de la vitesse angulaire à la plus grande est alors nécessairement compris entre* 1 *et* $\frac{1}{\sqrt{2}}$; c'est ce qu'on démontrera à titre d'exercice. On peut, du reste, réaliser des conditions qui s'approchent autant qu'on le veut de ces deux limites. La variation, on le voit, est assez faible, et demande forcément, pour être perçue, une attention un peu soutenue. L'inégalité $A < B + C$ a donc pour effet, d'une part, de supprimer les inflexions dans l'herpolhodie, et, d'autre part, d'assurer une certaine stabilité à la valeur de la vitesse angulaire.

Exemple d'herpolhodie algébrique. — M. Greenhill, dont nous avons déjà cité les intéressantes recherches sur le cas où le problème du pendule sphérique se ramène à une intégrale pseudo-elliptique, a indiqué également des cas où le problème de Poinsot se ramène à une intégrale pseudo-elliptique. Ces recherches sont développées dans les *Fonctions elliptiques* de M. Greenhill et dans un Mémoire : *On pseudo-elliptic integrals and their dynamical application* (*Proceedings of the London Mathematical Society*, vol. XXV). Nous nous bornerons ici à en donner un exemple simple qui conduit à une herpolhodie algébrique du quatrième ordre, signalée pour la première fois par Halphen. Dans ces recherches, Halphen et M. Greenhill supposent qu'on fasse rouler sur le plan fixe Π, situé à une distance $\frac{1}{\sqrt{D}}$ du centre O, une quadrique à centre quelconque, de sorte que, dans l'équation de cette quadrique,

$$Ax^2 + By^2 + Cz^2 = 1,$$

certains coefficients peuvent être négatifs : la constante appelée D devra

toujours être regardée comme positive, car la distance du plan fixe Π au centre est $\frac{1}{\sqrt{D}}$.

Pour arriver à l'herpolhodie algébrique d'Halphen, remarquons que la différentiation de l'expression

$$(43) \qquad 2\chi = \arccos \frac{\sqrt{(\rho^2 - a)(\rho^2 - c)}}{\rho^2},$$

où a et c désignent deux constantes, donne

$$\frac{d\chi}{d\rho} = \frac{-(a+c)\rho^2 + 2ac}{2\rho\sqrt{-(a+c)}\sqrt{-(\rho^2-a)(\rho^2-c)\left(\rho^2 - \frac{ac}{a+c}\right)}},$$

équation de la même forme que celle de l'herpolhodie. Nous l'identifierons avec l'équation (39) en faisant

$$b = \frac{ac}{a+c}, \qquad \frac{\sqrt{-(a+c)}}{2} = \frac{1}{\sqrt{D}}, \qquad -\frac{2ac}{a+c} = E.$$

Remplaçant dans ces équations a, b, c et E par leurs valeurs en fonction de A, B, C, D, on trouve qu'elles se réduisent aux deux suivantes :

$$A = -C, \qquad D = -B.$$

Comme la distance $\frac{1}{\sqrt{D}}$ du plan fixe Π au centre doit être réelle, il faut $B < 0$; en supposant $A > B > C$, on aura alors

$$A > 0, \qquad C < 0.$$

Nous poserons

$$\frac{1}{A} = m^2, \qquad \frac{1}{D} = n^2;$$

alors la quadrique qui roule et pivote sur le plan fixe Π est l'hyperboloïde à deux nappes

$$\frac{x^2 - z^2}{m^2} - \frac{y^2}{n^2} = 1,$$

la distance du plan Π au centre étant n (Halphen, *Fonctions elliptiques*, t. II, p. 282); l'herpolhodie décrite par le point de contact est représentée par l'équation (43) : c'est une courbe algébrique du quatrième ordre.

Théorème de M. Sylvester. — M. Sylvester a montré que les deux représentations de Poinsot sont des cas particuliers d'une infinité d'autres, obtenues de la façon suivante. On considère une quadrique homothétique à une quadrique homofocale de l'ellipsoïde d'inertie, et on la fait rouler et pivoter sur un plan Π′ parallèle au plan fixe Π, situé à une distance con-

stante OP′ du centre et animé d'une rotation uniforme autour de OP′ (*Philosophical Transactions*, 1866). Nous nous bornons à énoncer cette belle proposition que le lecteur démontrera comme exercice et dont une démonstration a été indiquée par M. Darboux (Note à la *Mécanique* de M. Despeyrous).

III. — MOUVEMENT D'UN SOLIDE PESANT AUTOUR D'UN POINT FIXE.

401. Intégrales fournies par les théorèmes généraux. — Soit un corps solide pesant mobile autour d'un point O. Prenons comme axes fixes trois axes $Ox_1y_1z_1$, l'axe Oz_1 étant vertical vers le haut, et comme axes mobiles $Oxyz$ liés au corps, les trois axes principaux d'inertie relatifs au point O, avec les mêmes notations que précédemment. Appelons M la masse totale du corps ; ξ_1, η_1, ζ_1 les coordonnées de son centre de gravité G par rapport aux axes fixes ; ξ, η, ζ les coordonnées du même point G par rapport aux axes mobiles : ces dernières coordonnées ξ, η, ζ sont évidemment des constantes. On peut alors écrire les deux intégrales premières suivantes :

1° *Intégrale des forces vives.* — La force vive du corps étant $Ap^2 + Bq^2 + Cr^2$ et la seule force agissant sur le corps étant le poids Mg appliqué en G, on a

$$d\tfrac{1}{2}(Ap^2 + Bq^2 + Cr^2) = -Mg\,d\zeta_1,$$

$$Ap^2 + Bq^2 + Cr^2 = -2Mg\zeta_1 + h. \tag{44}$$

2° *Intégrale des aires.* — Les forces extérieures agissant sur le corps sont la réaction du point fixe qui rencontre Oz_1 et le poids Mg parallèle à Oz_1 ; la somme de leurs moments par rapport à Oz_1 est *nulle :* la somme des moments des quantités de mouvement par rapport à Oz_1 est donc *constante;* le théorème des aires s'applique à la projection du mouvement sur le plan x_1Oy_1. Nous avons vu que le moment résultant $O\sigma$ des quantités de mouvement a pour projections Ap, Bq, Cr sur les axes Ox, Oy, Oz : ce moment a donc pour projection, sur Oz_1,

$$Ap\gamma + Bq\gamma' + Cr\gamma'';$$

cette projection étant constante, on a la deuxième intégrale

$$Ap\gamma + Bq\gamma' + Cr\gamma'' = K. \tag{45}$$

On ne connaît pas d'autre intégrale première que ces deux-là, dans le cas où le corps est quelconque et le centre de gravité placé d'une manière arbitraire. Ce n'est qu'en faisant des hypothèses particulières sur la nature du corps et la position du centre de gravité, qu'on a pu trouver une troisième intégrale. Les cas particuliers ainsi résolus sont les suivants :

1° *Cas d'Euler et de Poinsot.* — Le corps est quelconque, mais le centre de gravité est au point fixe O. C'est le cas traité dans le paragraphe précédent.

2° *Cas de Lagrange et de Poisson.* — L'ellipsoïde d'inertie relatif au point fixe est de révolution : le centre de gravité se trouve sur l'axe de révolution.

3° *Cas de Mme Kowaleski.* — L'ellipsoïde d'inertie relatif au point fixe est de révolution, autour de Oz par exemple : le centre de gravité est dans le plan de l'équateur ($\zeta = 0$), et l'on a $A = B = 2C$.

4° *Cas de M. Roger Liouville.* — Les premières conditions étant les mêmes que dans le cas de Mme Kowaleski ($A = B$, $\zeta = 0$), le rapport $\frac{2C}{A}$ est égal à un *nombre entier quelconque* qui, à cause de la relation $C \leqq A + B$, ne peut pas dépasser 4.

Nous allons traiter en détail le cas le plus simple, celui de Lagrange et de Poisson. L'ellipsoïde d'inertie en O est supposé de révolution, et le centre de gravité sur l'axe de révolution.

402. Cas de Lagrange et de Poisson. — Prenons pour axe Oz l'axe de révolution de l'ellipsoïde d'inertie relatif au point O, et prenons comme sens positif sur cet axe le sens OG, allant de l'origine au centre de gravité G. Alors $A = B$, $\xi = \eta = 0$, $\zeta > 0$. On a de plus $\zeta_1 = \zeta \cos\theta$, puisque θ est l'angle de Oz avec Oz_1. Voyons d'abord ce que deviennent les deux intégrales (44) et (45), qui existent toujours. D'abord, le théorème des forces vives nous donne

$$(46) \qquad A(p^2 + q^2) + Cr^2 = -2Mg\zeta_1 + h = -2Mg\zeta\cos\theta + h.$$

Puis, en écrivant que la projection du moment résultant $O\sigma$ des quantités de mouvement sur l'axe des z_1 est une constante K, on a, d'après (45), en se rappelant les expressions de γ, γ', γ'' en

fonctions de θ et φ,

$$(47) \qquad Ap\sin\theta\sin\varphi + Aq\sin\theta\cos\varphi + Cr\cos\theta = K.$$

Nous joindrons à ces deux intégrales l'équation d'Euler,

$$C\frac{dr}{dt} + (B - A)pq = N,$$

qui se réduit ici à

$$(48) \qquad \frac{dr}{dt} = 0 \quad \text{ou} \quad r = r_0,$$

puisque B — A et N sont nuls. Ces trois équations peuvent s'écrire

$$\begin{gathered} p^2 + q^2 = \alpha - a\cos\theta, \\ \sin\theta(p\sin\varphi + q\cos\varphi) = \beta - br_0\cos\theta, \\ r = r_0, \end{gathered}$$

a, b, α, β étant des constantes, dont les premières, a, b, sont des constantes positives déterminées, puisque leurs valeurs sont respectivement $\frac{2Mg\zeta}{A}$ et $\frac{C}{A}$, et les deux autres α et β des constantes arbitraires.

Les angles φ, θ, ψ sont liés à p, q, r par les relations

$$\begin{aligned} p &= \frac{d\psi}{dt}\sin\theta\sin\varphi + \frac{d\theta}{dt}\cos\varphi, \\ q &= \frac{d\psi}{dt}\sin\theta\cos\varphi - \frac{d\theta}{dt}\sin\varphi, \\ r &= \frac{d\psi}{dt}\cos\theta + \frac{d\varphi}{dt}. \end{aligned}$$

En portant ces valeurs dans les équations ci-dessus, elles deviennent

$$(49) \qquad \left\{ \begin{aligned} &\sin^2\theta\left(\frac{d\psi}{dt}\right)^2 + \left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 = \alpha - a\cos\theta, \\ &\sin^2\theta\frac{d\psi}{dt} = \beta - br_0\cos\theta, \\ &\frac{d\psi}{dt}\cos\theta + \frac{d\varphi}{dt} = r_0. \end{aligned} \right.$$

L'élimination de $\frac{d\psi}{dt}$ entre les deux premières nous donnera l'équation en θ

$$(\beta - br_0 \cos\theta)^2 + \sin^2\theta \left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 = \sin^2\theta\,(\alpha - a\cos\theta),$$

ou, en posant $\cos\theta = u$,

$$(50) \qquad \left(\frac{du}{dt}\right)^2 = (\alpha - au)(1 - u^2) - (\beta - br_0 u)^2 = f(u);$$

la seconde équation donne d'ailleurs

$$(51) \qquad \frac{d\psi}{dt} = \frac{\beta - br_0 u}{1 - u^2},$$

et la troisième

$$(52) \qquad \frac{d\varphi}{dt} = r_0 - u\frac{d\psi}{dt} = r_0 - u\frac{\beta - br_0 u}{1 - u^2}.$$

Le polynome $f(u)$ est négatif pour les valeurs $-\infty$, -1 et $+1$ de u, tandis qu'il est positif pour la valeur initiale u_0 de u, qui rend nécessairement $\frac{du}{dt}$ réel, et pour $u = +\infty$; il a donc ses trois racines u_1, u_2, u' réelles et comprises respectivement dans les intervalles

$$(-1, u_0), \ (u_0, +1) \qquad \text{et} \qquad (+1, +\infty).$$

Nous pouvons alors écrire

$$f(u) = a(u - u_1)(u_2 - u)(u' - u);$$

le dernier facteur est essentiellement positif, puisque u, étant un cosinus, reste toujours compris entre -1 et $+1$; u partant de u_0, qui est compris entre u_1 et u_2, doit demeurer dans l'intervalle $u_1 u_2$ pour que $f(u)$ reste positif; il en résulte que l'angle θ oscille entre les angles limites θ_1, $\theta_2 (\theta_1 > \theta_2)$ dont les cosinus sont u_1 et u_2; quand u augmente de u_1 à u_2, il faut prendre

$$\frac{du}{dt} = +\sqrt{f(u)};$$

puis, quand u diminue de u_2 à u_1, il faut prendre le signe $-$.

Si donc on décrit, autour de Oz_1 comme axe, deux cônes de

révolution C_1 et C_2 de sommet O et de demi-angles aux sommets θ_1 et θ_2, l'axe Oz sera constamment compris entre ces deux cônes. Pour faire la figure, décrivons de O comme centre une sphère de rayon égal à l'unité; les traces des deux cônes C_1 et C_2 sur cette sphère seront deux cercles C_1 et C_2 de pôle z_1, en appelant z_1 le point où l'axe Oz_1 perce la sphère. Le point z, où l'axe de révolution Oz perce la sphère est toujours compris entre les deux cercles et décrit une courbe qui va de l'un à l'autre. Quand ces deux cercles sont très rapprochés, l'axe du cône décrit approximativement un cône de révolution autour de Oz_1; quand les conditions initiales sont telles que ces deux cercles soient confondus ($u_1 = u_2$), l'axe Oz décrit rigoureusement un cône de révolution autour de Oz_1. En général, la courbe décrite par z est tangente aux deux cercles C_1 et C_2. En effet, définissons la position du point z sur la sphère par l'arc vecteur $z_1 z = \theta$ et par l'angle polaire $x_1 z_1 z = \chi$ que fait $z_1 z$ avec le méridien $z_1 x_1$. Cet angle est mesuré sur le grand cercle de pôle z_1 par l'arc $x_1 n$. Comme la droite OI, qui fait l'angle ψ avec Ox_1, est perpendiculaire au plan $z_1 Oz$, l'arc nI égale $\frac{\pi}{2}$ et l'on a (*fig.* 232)

$$\chi = \psi - \frac{\pi}{2}. \tag{53}$$

Comme

$$\frac{du}{dt} = \sqrt{f(u)}, \qquad \frac{d\chi}{dt} = \frac{d\psi}{dt} = \frac{\beta - br_0 u}{1 - u^2},$$

on a, en éliminant dt,

$$d\chi = \frac{(\beta - br_0 u)\,du}{(1 - u^2)\sqrt{f(u)}}, \tag{54}$$

équation différentielle de la courbe lieu du point z. Cette équation donne χ en fonction de u, c'est-à-dire en fonction de θ par une quadrature.

L'angle V que fait la tangente à la courbe sphérique lieu de z avec l'arc vecteur $z_1 z$ est

$$\operatorname{tang} V = \frac{\sin\theta\, d\chi}{d\theta};$$

c'est ce qu'on voit immédiatement en considérant le triangle rec-

tangle zmz' formé par un arc infiniment petit de la courbe zz', l'arc de parallèle zm et l'arc de méridien mz'; dans ce triangle, l'angle en z' est V, l'arc mz' est $d\theta$, l'arc mz est $\sin\theta\, d\chi$, car le rayon de cet arc est $\sin\theta$ (*fig.* 232, I). Comme nous avons posé $\cos\theta = u$, nous avons

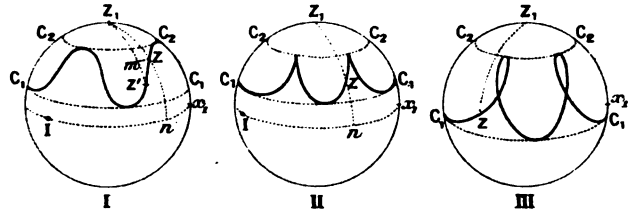
$$\operatorname{tang} V = -\frac{(1-u^2)\,d\chi}{du}$$

ou, d'après (54),

$$\operatorname{tang} V = -\frac{\beta - br_0 u}{\pm\sqrt{f(u)}}. \tag{55}$$

L'angle V est droit chaque fois que u prend une des valeurs u_1 et u_2 qui annulent $f(u)$. La courbe est donc bien tangente aux deux cercles (*fig.* 232, I et III). Il y aurait exception dans le cas

Fig. 232.



particulier où une des limites u_1 et u_2 annulerait le numérateur $\beta - br_0 u$; sur le cercle correspondant, tang V serait alors *nulle* et la courbe présenterait des rebroussements sur ce cercle (*fig.* 232, II). Nous verrons plus loin que ce fait ne peut se présenter que sur le cercle supérieur C_2.

Pour voir quelles sont les différentes formes de cette courbe, voyons dans quel sens tourne sur la sphère l'arc vecteur $z_1 z$.

D'après la relation

$$\frac{d\chi}{dt} = \frac{d\psi}{dt} = \frac{\beta - br_0 u}{1-u^2},$$

si la valeur $\frac{\beta}{br_0}$, qui annule le numérateur, n'est pas comprise entre les limites u_1 et u_2, $\frac{d\chi}{dt}$ garde constamment le même signe, et l'arc vecteur $z_1 z$ tourne toujours dans le même sens; la courbe

a alors la forme I (*fig.* 232); si $\frac{\beta}{br_0}$ est compris entre u_1 et u_2, $\frac{d\chi}{dt}$ est tantôt positif, tantôt négatif, l'arc vecteur $z_1 z$ tourne tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre; la courbe a la forme III (*fig.* 232); si $\frac{\beta}{br_0}$ est égal à l'une des limites, $\frac{d\chi}{dt}$ conserve encore le même signe; mais alors la courbe a des rebroussements sur le cercle correspondant à cette limite (*fig.* 232, II).

Ces trois cas se distinguent facilement d'après les conditions initiales. Lorsque $\frac{\beta}{br_0}$ est, en valeur absolue, plus grand que 1, il ne peut pas être entre les limites u_1 et u_2. Lorsque la valeur absolue de $\frac{\beta}{br_0}$ est plus petite que 1, le résultat de la substitution de cette quantité dans $f(u)$,

$$f\left(\frac{\beta}{br_0}\right) = \left(\alpha - \frac{a\beta}{br_0}\right)\left(1 - \frac{\beta^2}{b^2 r_0^2}\right),$$

est du signe de $\alpha - \frac{a\beta}{br_0}$; suivant que ce facteur est positif ou négatif, $\frac{\beta}{br_0}$ est ou non entre les limites u_1 et u_2. Dans un cas intermédiaire, $\alpha - \frac{a\beta}{br_0}$ peut être nul; alors $\frac{\beta}{br_0}$ est égal à l'une des limites u_1 ou u_2; il est aisé de voir que c'est toujours à u_2. En effet, nous supposons

$$-1 < \frac{\beta}{br_0} < 1, \qquad \alpha = a\frac{\beta}{br_0},$$

alors $f(u)$ devient, en remplaçant α par cette valeur,

$$f(u) = \left(\frac{\beta}{br_0} - u\right)\left[a(1-u^2) - b^2 r_0^2\left(\frac{\beta}{br_0} - u\right)\right].$$

Une des racines comprises entre -1 et $+1$ est en évidence; l'autre doit annuler la quantité entre crochets, elle rend donc $\frac{\beta}{br_0} - u$ positif et elle est moindre que $\frac{\beta}{br_0}$; c'est donc la plus grande racine u_2 qui devient égale à $\frac{\beta}{br_0}$. Les rebroussements sont donc sur le cercle C_2. Ce dernier cas se présente dans les conditions initiales suivantes, faciles à réaliser.

403. *Cas particulier.* — Considérons une toupie mobile autour d'un point fixe de son axe O; prenons l'extrémité z de l'axe de la toupie entre les doigts et imprimons à la toupie, avec un fil enroulé par exemple, une vitesse angulaire de rotation très grande r_0 autour de Oz. Tant qu'on tient l'extrémité z de l'axe entre les doigts, la toupie forme un corps solide mobile autour d'un axe principal fixe Oz; la vitesse angulaire r_0 persiste; les pressions sur le point O et sur les doigts sont les mêmes que si la toupie ne tournait pas (n° 360, *cas particulier*). Qu'arrive-t-il quand on lâche l'extrémité z? La toupie devient alors mobile autour du point O et le mouvement se fait conformément aux lois précédentes. Actuellement, la toupie tourne d'abord autour de Oz; donc les valeurs initiales p_0 et q_0 de p et q sont nulles.

Nous avons posé $\cos\theta = u$; les équations du n° 402

$$p^2 + q^2 = \alpha - au, \qquad \sin\theta\,(p\sin\varphi + q\cos\varphi) = \beta - br_0 u$$

montrent alors qu'à l'instant initial on a

$$\alpha - au_0 = 0, \qquad \beta - br_0 u_0 = 0,$$

u_0 étant égal à $\cos\theta_0$. Remplaçons les constantes α et β par ces valeurs, nous avons

$$(56) \qquad \left(\frac{du}{dt}\right)^2 = (u_0 - u)\,[a(1 - u^2) - b^2 r_0^2 (u_0 - u)].$$

Pour que $\left(\frac{du}{dt}\right)^2$ reste positif, u doit osciller entre la valeur u_0 et une limite u_1 qui annule la quantité entre crochets et nous donne par conséquent

$$a(1 - u_1^2) - b^2 r_0^2 (u_0 - u_1) = 0,$$

d'où

$$u_0 - u_1 = \frac{a(1 - u_1^2)}{b^2 r_0^2};$$

$u_0 - u_1$ est ainsi positif et la seconde limite est inférieure à la première; c'est donc la plus grande racine, appelée u_2 dans le cas général, qui est égal à u_0. Le cercle limite C_1 relatif à la racine u_1 sera donc au-dessous du cercle C_2 qui correspond à la racine u_0. Le lieu décrit par z sur la sphère sera d'ailleurs tangent au premier et normal au second, d'après ce que nous avons vu tout à

l'heure, puisque u_0 annule l'expression $\beta - br_0 u$ (*fig.* 232, II).

L'expression de $\frac{d\psi}{dt}$ devient, dans ce cas particulier,

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{br_0(u_0 - u)}{1 - u^2}. \tag{57}$$

$\frac{d\psi}{dt}$ garde donc un signe constant, celui de r_0; il en résulte que la rotation du plan $z_1 Oz$ autour de Oz_1 se fait toujours dans le même sens; ce sens étant d'ailleurs toujours le même que celui de la rotation initiale autour de Oz ou de OG, puisque nous avons pris OG comme sens positif de l'axe de révolution.

Supposons plus spécialement que la rotation initiale soit très grande; l'égalité

$$u_0 - u_1 = \frac{a(1 - u_1^2)}{b^2 r_0^2}$$

montre que u_0 différera peu de u_1; le cône lieu de Oz sera donc compris entre deux cônes de révolution très voisins. D'ailleurs, le mouvement de rotation du plan $z_1 Oz$ se fera très lentement; nous avons, en effet,

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{br_0(u_0 - u)}{1 - u^2};$$

comme $u_0 - u$ reste inférieur à $u_0 - u_1$, c'est-à-dire à $\frac{a(1 - u_1^2)}{b^2 r_0^2}$, on a, en valeur absolue,

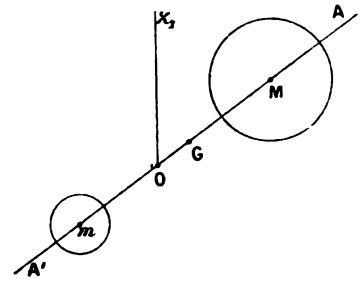
$$\left|\frac{d\psi}{dt}\right| < \left|\frac{a(1 - u_1^2)}{br_0(1 - u^2)}\right|,$$

le facteur $\frac{1 - u_1^2}{1 - u^2}$ restant très voisin de l'unité, car u reste voisin de u_1, $\frac{d\psi}{dt}$ reste très petit, de l'ordre de $\frac{1}{r_0}$. Ainsi donc, si l'on fait tourner très rapidement le corps autour de Oz, puis qu'on l'abandonne à lui-même, il semblera continuer à tourner autour de cet axe, qui paraîtra lui-même entraîné d'un mouvement de rotation très lent autour de Oz_1, les deux mouvements de rotation se faisant tous deux dans le sens positif ou tous deux dans le sens négatif autour de leurs axes respectifs Oz_1 et OG.

Ces propriétés sont mises en évidence dans la *balance gyroscopique*. Cet appareil se compose de deux corps pesants de

révolution M, m montés sur la même tige AOA′, mobile autour du point O à l'aide d'une suspension à la Cardan, par exemple. En faisant glisser la masse m sur la tige, on pourra amener le centre de gravité du système sur l'une ou l'autre des demi-droites OA, OA′. Si nous faisons tourner rapidement le système autour de OA dans le sens positif et que nous l'abandonnions à lui-même, nous

Fig. 233.



verrons l'axe OA tourner autour de la verticale dirigée vers le haut dans le sens positif si le centre de gravité est sur OA, et en sens contraire s'il est sur OA′. Dans le cas particulier où le centre de gravité serait au point de suspension, la rotation se continuerait indéfiniment autour de l'axe OA qui resterait immobile. Cette droite serait, en effet, dans ce cas, un axe permanent de rotation.

Dans le cas particulier que nous venons de traiter, il est aisé d'avoir des valeurs approchées de θ, φ, ψ en s'appuyant sur ce que r_0 est très grand.

Comme $u_0 - u$, c'est-à-dire $\cos\theta_0 - \cos\theta$ est de l'ordre de $\frac{1}{r_0^2}$, il en est de même de $\theta - \theta_0$, et l'on peut poser $\theta = \theta_0 + \frac{\eta}{r_0^2}$, où η reste fini. Alors

$$u = \cos\theta = \cos\theta_0 - \frac{\eta}{r_0^2}\sin\theta_0 = u_0 - \frac{\eta}{r_0^2}\sin\theta_0,$$

en développant $\cos\left(\theta_0 + \frac{\eta}{r_0^2}\right)$ en série et prenant les deux premiers termes. Portons dans (56) et développons de même le deuxième membre par rapport aux puissances croissantes de $\frac{1}{r_0^2}$, en ne gardant que le premier terme, nous aurons

$$\frac{1}{r_0^2}\left(\frac{d\eta}{dt}\right)^2 = \eta\,(a\sin\theta_0 - b^2\eta),$$

Cette équation donne par l'inversion

$$\eta = \frac{a \sin\theta_0}{2b^2}(1 - \cos br_0 t), \qquad \theta = \theta_0 + \frac{a \sin\theta_0}{2b^2 r_0^2}(1 - \cos br_0 t).$$

Remplaçant de même, dans $\frac{d\psi}{dt}$ et $\frac{d\varphi}{dt}$, u par $u_0 - \frac{\eta \sin\theta_0}{r_0^2}$ et se bornant aux premiers termes du développement suivant les puissances croissantes de $\frac{1}{r_0^2}$, on a

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{a}{2br_0}(1 - \cos br_0 t), \qquad \frac{d\varphi}{dt} = r_0;$$

d'où, en intégrant et supposant que φ et ψ s'annulent avec t,

$$\psi = \frac{a}{2br_0}\left[t - \frac{\sin br_0 t}{br_0}\right], \qquad \varphi = r_0 t.$$

Les valeurs de θ et ψ définissent le mouvement de l'axe Oz; si l'on y négligeait les termes périodiques, elles définiraient une droite faisant un angle constant avec Oz_1 et tournant avec la vitesse angulaire constante $\frac{a}{2br_0}$.

404. Intégration par les fonctions elliptiques. — L'équation

$$dt = \frac{du}{\sqrt{f(u)}} = \frac{du}{\sqrt{a(u - u_1)(u_2 - u)(u' - u)}}$$

donne u en fonction uniforme de t par une fonction elliptique. Pour réaliser cette inversion, il suffit d'employer la méthode même qui a été suivie au sujet du pendule sphérique, en faisant jouer aux racines u_1, u_2, u' le même rôle qu'aux racines α, β, γ dans le pendule sphérique (n° 277). Cette analogie n'a rien de surprenant, elle peut aller jusqu'à l'identité complète, car le problème du pendule sphérique est un cas très particulier du problème actuel, le cas où le corps pesant se réduirait à un seul point placé en son centre de gravité.

Une fois u ou $\cos\theta$ exprimé en fonction de t, les équations

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{\beta - br_0 u}{1 - u^2}, \qquad \frac{d\varphi}{dt} = r_0 - u\frac{\beta - br_0 u}{1 - u^2}$$

donnent également ψ et φ en fonction de t par des quadratures portant sur des fonctions elliptiques et pouvant, par suite, être effectuées à l'aide des fonctions Θ et Π de Jacobi. La quantité u est une fonction elliptique de t avec une période réelle T,

$$T = 2\int_{u_1}^{u_2} \frac{du}{\sqrt{f(u)}};$$

au bout du temps T, u, $\frac{d\psi}{dt}$ et $\frac{d\varphi}{dt}$ reprennent les mêmes valeurs : donc au bout de cette période θ redevient le même, ψ et φ augmentent de constantes. Nous ne développerons pas ces calculs, pour lesquels nous renverrons à un Mémoire de Lottner (*Journal de Crelle*, t. 50), et aux Traités d'Halphen et de M. Greenhill.

Cas de réduction aux intégrales pseudo-elliptiques, d'après M. Greenhill. — On trouvera dans le Mémoire déjà cité de M. Greenhill (*Proceedings of the London Mathematical Society*, vol. XXV) d'intéressants exemples de réduction des intégrales elliptiques figurant dans la solution générale à des intégrales pseudo-elliptiques. Nous en indiquerons ici un cas particulièrement élégant. Supposons que la toupie soit primitivement mise en rotation autour de son axe, comme dans le dernier cas traité (n° 403), puis abandonnée à elle-même. Appelons u_0 la valeur initiale de $\cos\theta$; nous avons vu qu'un point fixe z pris sur l'axe de la toupie décrit une courbe sphérique ayant des rebroussements sur le cercle $u = u_0$ et tangente à un cercle situé au-dessous du premier et correspondant à la racine u_1 définie par l'équation

$$a(1 - u_1^2) - b^2 r_0^2 (u_0 - u_1) = 0.$$

Supposons l'intensité de la rotation initiale r_0 déterminée de telle façon que cette valeur de u_1 soit *nulle :*

$$a = b^2 r_0^2 u_0.$$

Alors la courbe sphérique est tangente au grand cercle horizontal de la sphère, et certaines intégrales deviennent *pseudo-elliptiques.*

En effet, dans ce cas, l'expression de $\left(\frac{du}{dt}\right)^2$ s'écrit, d'après (56),

$$\left(\frac{du}{dt}\right)^2 = b^2 r_0^2 u(u_0 - u)(1 - u u_0),$$

et l'on a

$$\frac{d\psi}{dt} = b r_0 \frac{u_0 - u}{1 - u^2}.$$

En comptant le temps t à partir de l'instant où $u = u_0$, et supposant que ψ s'annule avec t, on a alors l'intégrale

$$(58) \qquad \sqrt{1 - u^2}\, e^{(st - \psi)i} = \sqrt{1 - u u_0} - i\sqrt{u(u_0 - u)},$$

où s désigne la constante $\frac{b r_0 u_0}{2}$, et i l'unité complexe $\sqrt{-1}$. C'est ce qu'il est facile de vérifier en prenant la dérivée logarithmique des deux membres par rapport à t, et remplaçant ensuite $\frac{du}{dt}$ et $\frac{d\psi}{dt}$ par leurs valeurs en fonc-

tion de u. On trouve que les parties réelles et les coefficients de i dans les deux membres sont identiques.

L'intégrale (58), dans laquelle on égale les parties réelles et les parties imaginaires, donne les deux équations suivantes, que nous écrivons en remettant pour u sa valeur $\cos\theta$:

$$\begin{cases} \sin\theta\cos(st-\psi) = \sqrt{1-u_0\cos\theta}, \\ \sin\theta\sin(st-\psi) = -\sqrt{(u_0-\cos\theta)\cos\theta}, \end{cases}$$

ces deux équations se réduisant à *une*, comme on le voit, en faisant la somme des carrés. En leur adjoignant celle qui donne $\cos\theta$ en fonction elliptique de t, on aura $\cos\psi$ et $\sin\psi$ en fonction de t.

On trouvera, aux Exercices, l'indication d'autres cas analogues.

405. Représentation cinématique du mouvement. — Dans le Tome II de la nouvelle édition des *Œuvres de Jacobi* ont paru, pour la première fois, des fragments d'un travail que l'illustre géomètre avait préparé sur le mouvement d'un corps pesant de révolution suspendu par un point de son axe. Jacobi énonce ce théorème remarquable que le mouvement du corps peut se ramener à la superposition de deux mouvements à la Poinsot. Dans une Note insérée au Tome C des *Comptes rendus*, Halphen a donné à ce théorème une autre forme en énonçant plusieurs résultats nouveaux. M. Darboux a consacré à la même question un important Mémoire (*Journal de Mathématiques*, 1885), et plusieurs Notes placées à la fin de la *Mécanique* de Despeyrous. Enfin, M. A. de Saint-Germain a exposé ces résultats dans un *Résumé de la théorie du mouvement d'un corps solide autour d'un point fixe* (Librairie Gauthier-Villars, 1887). Les limites de cet Ouvrage ne nous permettent pas d'exposer en détail ces propositions. Nous en signalons les points essentiels dans les exercices faisant suite au Chapitre, en indiquant sommairement les démonstrations (Exercices 16 et suivants.)

406. Cas d'intégrabilité de Mme Kowaleski. — Dans un Mémoire couronné par l'Académie des Sciences de Paris, en 1888, et inséré au tome XII des *Acta Mathematica*, Mme Kowaleski a donné un nouveau cas d'intégrabilité des équations du mouvement d'un corps solide pesant autour d'un point fixe. Voici d'abord la forme sous laquelle Mme Kowaleski prend les équations du mouvement.

Appelons comme précédemment $\gamma, \gamma', \gamma''$ les cosinus des angles que font les axes liés au corps Ox, y, z avec l'axe fixe Oz_1, vertical vers le haut, et ξ, η, ζ les coordonnées du centre de gravité G par rapport à ces axes, coordonnées qui sont des constantes. Le poids P a pour projections sur les axes mobiles xyz

$$-P\gamma, \quad -P\gamma', \quad -P\gamma''$$

et pour moments par rapport à ces axes

$$L = -P(\eta\gamma'' - \zeta\gamma'), \qquad M = -P(\zeta\gamma - \xi\gamma''), \qquad N = -P(\xi\gamma' - \eta\gamma).$$

Les trois équations d'Euler deviennent donc

$$(59) \qquad \begin{cases} A\dfrac{dp}{dt} + (C - B)qr = P(\zeta\gamma' - \eta\gamma''), \\ B\dfrac{dq}{dt} + (A - C)rp = P(\xi\gamma'' - \zeta\gamma), \\ C\dfrac{dr}{dt} + (B - A)pq = P(\eta\gamma - \xi\gamma'). \end{cases}$$

A ces équations joignons les trois suivantes, déjà données par Poisson : si, sur l'axe Oz_1, l'on porte un segment OH égal à l'unité, l'extrémité H de ce segment a pour coordonnées, par rapport aux axes mobiles $Oxyz$, γ, γ' et γ''. La vitesse relative V_r de ce point H, par rapport aux axes mobiles, a donc pour projections sur ces axes

$$\frac{d\gamma}{dt}, \quad \frac{d\gamma'}{dt}, \quad \frac{d\gamma''}{dt};$$

la vitesse d'entraînement V_e du même point, dans le système des axes mobiles, a pour projections sur ces axes

$$q\gamma'' - r\gamma', \quad r\gamma - p\gamma'', \quad p\gamma' - q\gamma;$$

la vitesse absolue de ce point a alors pour projections sur les axes mobiles les sommes des projections de la vitesse relative V_r et de la vitesse d'entraînement V_e (n° 43). Mais, comme le point H est immobile, sa vitesse absolue est *nulle;* on a donc

$$(60) \qquad \begin{cases} \dfrac{d\gamma}{dt} + q\gamma'' - r\gamma' = 0, \\ \dfrac{d\gamma'}{dt} + r\gamma - p\gamma'' = 0, \\ \dfrac{d\gamma''}{dt} + p\gamma' - q\gamma = 0. \end{cases}$$

Ces équations, jointes aux équations (59), forment un système de six équations du premier ordre définissant p, q, r, γ, γ', γ'' en fonction de t.

On connaît, de ce système, deux intégrales algébriques en p, q, r, γ, γ', γ'' fournies par les théorèmes généraux; ce sont (n° 401) l'intégrale des forces vives et l'intégrale des aires sur le plan horizontal x_1Oy_1 : à ces intégrales nous pouvons joindre la relation évidente

$$\gamma^2 + \gamma'^2 + \gamma''^2 = 1.$$

La question est alors de découvrir une nouvelle intégrale. Dans le cas de Lagrange et Poisson ($A = B$, $\xi = \eta = 0$), cette nouvelle intégrale est $r = r_0$. Dans le cas de Mme Kowaleski, on suppose encore l'ellipsoïde d'inertie de révolution, mais on le suppose particularisé de façon que

$$A = B = 2C;$$

on suppose de plus le centre de gravité G dans le plan de l'équateur $\zeta = 0$. Dans ce cas, on peut toujours choisir, comme axe Ox lié au corps, l'axe OG situé dans le plan de l'équateur et faire ainsi que $\eta = 0$. Les trois équations (59) s'écrivent alors, en posant $\frac{P\xi}{A} = c$,

$$2\frac{dp}{dt} = qr, \qquad 2\frac{dq}{dt} = -pr + c\gamma'', \qquad \frac{dr}{dt} = -c\gamma'.$$

Multipliant la deuxième par i et ajoutant à la première, on a

$$2\frac{d}{dt}(p + iq) = -ri(p + iq) + c\gamma'' i.$$

De même, multipliant la deuxième des équations (60) par i et ajoutant à la première, on a

$$\frac{d}{dt}(\gamma + i\gamma') = -ri(\gamma + i\gamma') + \gamma'' i(p + iq).$$

L'élimination de γ'' entre ces deux équations donne

$$\frac{d}{dt}[(p + iq)^2 - c(\gamma + i\gamma')] = -ri[(p + iq)^2 - c(\gamma + i\gamma')],$$

ou encore

$$\frac{d\log[(p + iq)^2 - c(\gamma + i\gamma')]}{dt} = -ri.$$

En changeant i en $-i$, on a une deuxième relation de même forme; cette nouvelle relation, ajoutée à la précédente, donne

$$\frac{d\log[(p + iq)^2 - c(\gamma + i\gamma')]}{dt} + \frac{d\log[(p - iq)^2 - c(\gamma - i\gamma')]}{dt} = 0,$$

d'où, en intégrant et passant des logarithmes aux nombres,

$$[(p + iq)^2 - c(\gamma + i\gamma')]\,[(p - iq)^2 - c(\gamma - i\gamma')] = \text{const.}$$

On a ainsi une nouvelle intégrale algébrique. Le problème peut alors

s'achever par des quadratures, comme on le verra dans le Mémoire de Mme Kowaleski.

Peu de temps après la publication de son Mémoire, Mme Kowaleski annonçait à plusieurs savants qu'elle avait trouvé une infinité d'autres cas intégrables; mais elle mourut sans avoir publié ses recherches et l'on ne retrouva rien à ce sujet dans ses papiers. M. Roger Liouville s'est proposé de retrouver ces résultats, et dans un Mémoire présenté au concours du prix Bordin, en 1894, il a pu énoncer ce résultat élégant que, pour que le problème admette une quatrième intégrale algébrique, il faut et il suffit que

$$\zeta = 0, \qquad A = B = \frac{2C}{n},$$

où n est un entier quelconque. Dans le cas de Mme Kowaleski $n = 1$; dans le cas où l'ellipsoïde d'inertie est une sphère, cas qui rentre dans celui de Lagrange, $n = 2$.

407. Exemple de l'emploi d'axes mobiles dans le corps et dans l'espace. — Nous avons indiqué, dans le n° 393, une méthode générale pour former les équations du mouvement quand on emploie des axes mobiles dans le corps et dans l'espace. Nous en donnerons ici un exemple simple pour le cas où l'ellipsoïde d'inertie relatif au point fixe est de révolution; les équations que nous obtiendrons ainsi ont été obtenues par Puiseux dans la théorie du mouvement de la Terre, par M. Resal et par M. Slesser (*Quarterly Journal*, 1861).

Les axes fixes étant appelés $Ox_1y_1z_1$ et l'ellipsoïde d'inertie relatif au point O étant de révolution, appelons, comme plus haut, Oz l'axe de révolution, Ox, Oy deux axes perpendiculaires liés au corps, puis prenons un axe Ox_2 dirigé suivant la droite OI normale au plan z_1Oz (*fig.* 223), et un axe Oy_2 dirigé suivant la droite OJ normale au plan zOI. Ces axes Ox_2y_2z sont mobiles dans le corps et dans l'espace. Appelant θ, φ, ψ les trois angles d'Euler qui définissent la position du trièdre $Oxyz$ lié au corps par rapport à $Ox_1y_1z_1$, la rotation instantanée ω du corps a pour composantes : suivant Ox_2, θ'; suivant Oz_1, ψ'; suivant Oz, φ'; on a donc, en appelant p_2, q_2, r les projections de cette rotation sur Ox_2, Oy_2, Oz,

$$p_2 = \theta', \qquad q_2 = \psi' \sin\theta, \qquad r = \varphi' + \psi' \cos\theta.$$

Comme l'ellipsoïde d'inertie relatif à O est de révolution autour de Oz, les moments d'inertie par rapport à Ox_2 et Oy_2 sont égaux à une contante A, *quoique ces axes se déplacent dans le corps.*

L'extrémité σ du moment résultant des quantités de mouvement a pour coordonnées, par rapport aux axes mobiles Ox_2y_2z,

$$\lambda = Ap_2, \qquad \mu = Aq_2, \qquad \nu = Cr;$$

d'autre part, le moment résultant OS des forces a pour projection sur ces

mêmes axes des quantités que nous appellerons L_2, M_2, N. Il faut écrire que la vitesse *absolue* du point σ a pour projections sur les axes Ox_2y_2z ces quantités L_2, M_2, N. Or les angles d'Euler des axes Ox_2y_2z par rapport aux axes fixes $Ox_1y_1z_1$ sont θ, o, ψ, car Ox_2 coïncidant avec OI, φ est nul pour ces axes. Les axes Ox_2y_2z sont donc animés d'une rotation instantanée ω' dont les projections sur ces axes sont

$$p' = \theta', \qquad q' = \psi' \sin\theta, \qquad r' = \psi' \cos\theta,$$

comme on le voit en faisant $\varphi = 0$ dans les formules générales. Les équations du mouvement sont alors

$$\frac{d\lambda}{dt} + q'\nu - r'\mu = L_2,$$
$$\frac{d\mu}{dt} + r'\lambda - p'\nu = M_2,$$
$$\frac{d\nu}{dt} + p'\mu - q'\lambda = N,$$

car la vitesse absolue de σ est la résultante de sa vitesse relative par rapport à Ox_2y_2z et de sa vitesse d'entraînement dans le mouvement de ces axes.

En remplaçant λ, μ, ν, p_2, q_2, r, et p', q', r' par leurs valeurs ci-dessus et réduisant, on a

$$A\theta'' - A\psi'^2 \sin\theta\cos\theta + Cr\psi' \sin\theta = L_2,$$
$$A\psi'' \sin\theta + 2A\psi'\theta' \cos\theta - Cr\theta' = M_2,$$
$$C\frac{dr}{dt} = C\frac{d(\varphi' + \psi' \cos\theta)}{dt} = N.$$

Ces équations sont surtout utiles dans le cas où, N étant nul, les moments L_2 et M_2 sont indépendants de φ, c'est-à-dire de l'angle dont le corps a tourné autour de son axe. Alors r est constant et les deux premières équations définissent θ et ψ en fonction de t. C'est ce qui se présente dans la méthode donnée par Puiseux pour le mouvement de la Terre autour de son centre de gravité.

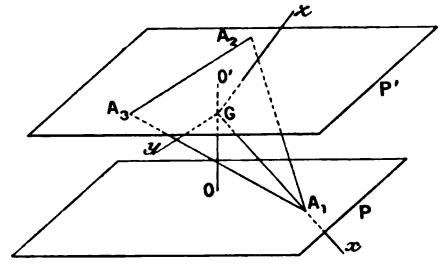
IV. — EXEMPLES DE FROTTEMENT ET DE RÉSISTANCE DE MILIEU.

408. Frottement. — Nous traiterons comme exemple du mouvement d'un solide avec frottement le problème suivant :

Une plaque homogène pesante infiniment mince, ayant la forme d'un triangle équilatéral $A_1A_2A_3$, de côté a, repose par le sommet A_1 sur un plan horizontal P sur lequel elle glisse *avec frottement*, tandis que le côté A_2A_3 glisse *sans frottement* sur un plan horizontal P' placé au-dessus du premier (*fig.* 234). Le triangle est percé en son centre de gravité G

d'une ouverture infiniment petite, dans laquelle passe une tige verticale fixe OO′ parfaitement polie : la réaction de cette tige OO′ sur le triangle est donc une force horizontale appliquée en G. Enfin, on suppose le plan du triangle incliné de 45° sur la verticale.

Fig. 234.



A l'instant $t = 0$, on imprime au triangle, autour de OO′, une vitesse angulaire ω_0, dans le sens positif des rotations. On demande d'étudier le mouvement du système et de calculer les réactions normales des plans P et P′ sur le triangle.

1° Montrer que, si la vitesse angulaire initiale ω_0 a une certaine valeur μ, la réaction du plan P sur le sommet A_1 est *nulle*.

2° Indiquer ce qui arrive suivant que ω_0 est inférieur ou supérieur à μ, et suivant que le sommet A_1 peut ou non s'élever au-dessus du plan P (*Agrégation*, 1894).

Appelons N_1 la réaction normale du plan P sur le sommet A_1 et remarquons que les réactions normales du plan P′ sur le côté A_2A_3 peuvent se réduire à deux forces verticales N_2 et N_3 appliquées aux sommets A_2 et A_3 : ces réactions seront comptées positivement vers le haut. Prenons pour axes liés au corps solide mobile un axe Gx dirigé suivant GA_1, un axe Gy parallèle à A_2A_3, et un axe Gz normal au plan du triangle et dirigé vers le haut; alors l'équation de l'ellipsoïde d'inertie relatif au point G est de la forme

$$A(x^2 + y^2) + 2Az^2 = 1.$$

En effet, tout d'abord, par raison de symétrie, le plan du triangle est un plan principal d'inertie relatif au point fixe G. Ensuite chacun des plans menés par l'axe Oz et une des hauteurs du triangle est un plan de symétrie du corps solide, c'est-à-dire un plan principal relatif au point G; il y a donc trois plans principaux d'inertie passant par l'axe principal Gz : cela ne peut arriver que si l'ellipsoïde d'inertie relatif au point G est de révolution autour de Gz; ainsi les moments d'inertie A et B sont égaux; de plus le moment C par rapport à Gz est égal à A + B ou à 2A, car le z de tous les points du corps étant nul,

$$A = \Sigma m y^2, \qquad B = \Sigma m x^2, \qquad C = \Sigma m(x^2 + y^2).$$

On vérifiera d'ailleurs facilement qu'en appelant M la masse du triangle, on a

$$A = \frac{Ma^2}{24}.$$

Le point A_1 décrit une circonférence de centre O dans le sens des rotations positives autour de OO'; le frottement est alors une force appliquée en A_1, égale à fN_1 et dirigée en sens contraire de la vitesse de A_1, c'est-à-dire parallèlement à la direction négative de l'axe Gy.

Soit l le tiers de la longueur de la médiane $l = \frac{a\sqrt{3}}{6}$. Les coordonnées des différents points $A_1 A_2 A_3$ par rapport à Gx, Gy, Gz et les projections des forces N_1, N_2, N_3, fN_1 sur ces axes sont

$$A_1 \left| \begin{array}{l} x = 2l \\ y = 0 \\ z = 0 \end{array} \right., \quad A_2 \left| \begin{array}{l} x = -l \\ y = -\frac{a}{2} \\ z = 0 \end{array} \right., \quad A_3 \left| \begin{array}{l} x = -l \\ y = \frac{a}{2} \\ z = 0 \end{array} \right.,$$

$$N_1 \left| \begin{array}{l} X = -N_1 \frac{\sqrt{2}}{2} \\ Y = 0 \\ Z = N_1 \frac{\sqrt{2}}{2} \end{array} \right., \quad N_2 \left| \begin{array}{l} X = -N_2 \frac{\sqrt{2}}{2} \\ Y = 0 \\ Z = N_2 \frac{\sqrt{2}}{2} \end{array} \right., \quad N_3 \left| \begin{array}{l} X = -N_3 \frac{\sqrt{2}}{2} \\ Y = 0 \\ Z = N_3 \frac{\sqrt{2}}{2} \end{array} \right., \quad fN_1 \left| \begin{array}{l} X = 0 \\ Y = -f \\ Z = 0 \end{array} \right.$$

L'ellipsoïde d'inertie ayant pour équation

$$A(x^2 + y^2) + 2Az^2 = 1,$$

le moment d'inertie par rapport à un axe faisant avec les axes $Gxyz$ des angles de cosinus α, β, γ, est

$$A(\alpha^2 + \beta^2) + 2A\gamma^2.$$

Le moment d'inertie par rapport à OO' $\left(\alpha = -\frac{\sqrt{2}}{2},\ \beta = 0,\ \gamma = \frac{\sqrt{2}}{2}\right)$ est donc

$$Mk^2 = \frac{3A}{2}.$$

D'ailleurs, comme le corps tourne autour de OO' avec une vitesse angulaire ω, les composantes de cette rotation suivant les axes sont

$$p = -\omega\frac{\sqrt{2}}{2}, \qquad q = 0, \qquad r = \frac{\omega\sqrt{2}}{2}.$$

Le centre de gravité G étant fixe, on a d'abord, en projetant le mouvement du centre de gravité sur OO',

$$(1) \qquad 0 = N_1 + N_2 + N_3 - Mg.$$

Écrivons ensuite le théorème des moments des quantités de mouvement par rapport à OO' : comme le corps tourne autour de OO' avec la vitesse ω, la somme des moments des quantités de mouvement par rapport à cet axe est $Mk^2\omega = \frac{3A}{2}\omega$; d'autre part, le frottement seul a un moment non nul égal à $-lfN_1\sqrt{2}$. On a donc

$$(2) \qquad \frac{3A}{2}\frac{d\omega}{dt} = -lfN_1\sqrt{2}.$$

Enfin, l'équation d'Euler, relative à l'axe Gy,

$$B\frac{dq}{dt} + (A - C)pr = \Sigma(zX - xZ)$$

donne, d'après les valeurs de p, q, r,

$$(3) \qquad \frac{A\omega^2}{2} = -lN_1\sqrt{2} + \frac{1}{2}l(N_2 + N_3)\sqrt{2}.$$

En éliminant $N_2 + N_3$ entre (1) et (3), on a

$$(4) \qquad lN_1\sqrt{2} = \frac{A}{3}(\mu^2 - \omega^2),$$

où μ^2 désigne la quantité $\frac{Mgl\sqrt{2}}{A}$, qui, d'après les valeurs de l et A, se réduit à $4\frac{g}{a}\sqrt{6}$. Remplaçant dans (2) lN_1 par sa valeur (4), on a pour l'équation du mouvement

$$(5) \qquad \frac{d\omega}{dt} = -\lambda(\mu^2 - \omega^2),$$

en appelant λ la constante $\frac{2f}{9}$. Cette équation donne immédiatement ω en fonction de t par des exponentielles. La discussion comporte trois cas :

1° Soit $\omega_0 < \mu$. La réaction N_1 est bien positive; $\frac{d\omega}{dt}$ étant négatif, ω va en décroissant constamment et s'annule au bout du temps

$$T = -\frac{1}{\lambda}\int_{\omega_0}^{0}\frac{d\omega}{\mu^2 - \omega^2}.$$

A ce moment le triangle s'arrête et se trouve dans les mêmes conditions que s'il était abandonné à lui-même sans vitesse; il reste donc immobile.

2° Soit $\omega_0 = \mu$; alors $N_1 = 0$, $\frac{d\omega}{dt} = 0$; $\omega = \omega_0$: le mouvement de rotation est uniforme, le triangle ne pèse pas sur le plan inférieur.

3° Soit $\omega_0 > \mu$. Alors N_1 est négatif au début : cela veut dire que le sommet A_1 tend à se soulever. Si ce sommet est simplement posé sur le plan, il se soulève effectivement et devient libre; on a alors un autre problème. Mais on peut imaginer qu'on empêche le sommet A_1 de se soulever, par exemple en perçant le plan d'un trou circulaire et recourbant un peu la pointe A_1 de façon qu'elle appuie sous le plan; la réaction N_1 est alors dirigée vers le bas et sa valeur absolue est $-N_1$. La force de frottement a pour valeur absolue

$$-fN_1,$$

et l'équation (2) des moments donne

$$\frac{3A}{2}\frac{d\omega}{dt} = lfN_1\sqrt{2},$$

d'où

$$\frac{d\omega}{dt} = \lambda(\mu^2 - \omega^2).$$

Comme $\omega_0 > \mu$, $\frac{d\omega}{dt}$ commence par être négatif, ω diminue, et, quand ω tend vers μ, t augmente indéfiniment. Le mouvement tend donc à devenir une rotation de vitesse angulaire μ.

En ce qui concerne les réactions N_1 et N_2, nous avons déjà obtenu la somme $N_1 + N_2$: on calculera $N_1 - N_2$ en écrivant l'équation d'Euler relative à l'axe Gx.

Remarque. — On peut obtenir le moment d'inertie C sans intégration, en remarquant que l'homogénéité donne, pour le moment d'inertie d'un triangle équilatéral de côté c et de masse M par rapport à son centre, une expression de la forme kMc^2, où k est un nombre à déterminer. Décomposons le triangle donné de côté a et de masse M en quatre triangles de masse $\frac{M}{4}$ et de côté $\frac{a}{2}$ obtenus en joignant les milieux des côtés. Trois de ces triangles ont leurs centres de gravité à la même distance $\frac{a\sqrt{3}}{6}$ de G. Écrivant que le moment d'inertie total par rapport à G est la somme des moments d'inertie des quatre triangles, on a

$$kMa^2 = 4k\frac{M}{4}\left(\frac{a}{2}\right)^2 + 3\frac{M}{4}\left(\frac{a\sqrt{3}}{6}\right)^2,$$

d'où

$$k = \frac{1}{12}.$$

409. Résistance de milieu. — Imaginons une sphère homogène mobile autour de son centre O. Une ailette plane, de forme quelconque, mais de masse négligeable, dont le plan passe par le centre, est invariablement liée à la sphère; trouver le mouvement de la sphère, dans l'air, en admettant que la résistance de l'air sur chaque élément de l'ailette est une force normale proportionnelle à la composante de la vitesse de cet élément suivant la normale à l'élément.

Prenons le plan de l'ailette pour plan des yz et le diamètre perpendiculaire pour axe Ox, les axes $Oxyz$ sont entraînés avec la sphère : ce sont des axes principaux d'inertie. En appelant p, q, r les composantes de la rotation instantanée, un élément d'ailette $d\sigma$ ayant pour coordonnées o, y, z a une vitesse v de projections

$$v_x = qz - ry, \qquad v_y = -pz, \qquad v_z = py.$$

La composante de cette vitesse normale à l'élément $d\sigma$, c'est-à-dire au plan yOz, est v_x; la résistance de l'air sur cet élément a donc pour projections

$$X = -kv_x d\sigma, \qquad Y = o, \qquad Z = o,$$

k désignant une constante positive.

On peut toujours supposer qu'on a pris pour axes Oz et Oy les axes principaux d'inertie de la surface de l'ailette par rapport au point O, de sorte que, $d\sigma$ désignant un élément superficiel de l'ailette, on ait

$$\int yz\, d\sigma = o.$$

Cela posé, la somme des moments L des forces de résistance X, Y, Z par rapport à Ox est nulle. Par rapport à Oy, cette somme est

$$M = \Sigma(zX - xZ) = -k\int (qz - ry)z\, d\sigma = -aq,$$

où a est une constante positive

$$a = k\int z^2 d\sigma.$$

De même, en prenant les moments par rapport à Oz,

$$N = \Sigma(xY - yX) = k\int (qz - ry)y\, d\sigma = -br,$$

où b est positif. Les équations d'Euler sont alors, puisque $A = B = C$,

$$A\frac{dp}{dt} = o, \qquad A\frac{dq}{dt} = -aq, \qquad A\frac{dr}{dt} = -br;$$

on en tire, en posant $\frac{a}{A} = \alpha$, $\frac{b}{A} = \beta$,

$$p = p_0, \qquad q = q_0 e^{-\alpha t}, \qquad r = r_0 e^{-\beta t}.$$

Comme α et β sont positifs, q et r tendent vers zéro quand t augmente et le mouvement tend vers une rotation autour de l'axe Ox perpendiculaire au plan de l'ailette.

EXERCICES.

1. La force vive d'un corps mobile autour d'un point fixe est égale au produit géométrique du moment résultant des quantités de mouvement par la rotation instantanée, $\omega\sigma \cos\widehat{\omega,\sigma}$. (RESAL.)

2. Démontrer que les projections p_1, q_1, r_1 de la rotation instantanée ω sur les axes fixes Ox_1, y_1, z_1, ont pour expressions

$$\begin{aligned} p_1 &= \theta' \cos\psi + \varphi' \sin\theta \sin\psi, \\ q_1 &= \theta' \sin\psi - \varphi' \sin\theta \cos\psi, \\ r_1 &= \psi' + \varphi' \cos\theta. \end{aligned}$$

3. *Stabilité de la rotation autour des axes principaux d'inertie.* — Les équations d'Euler sont satisfaites pour $q = 0$, $r = 0$. Pour savoir si la rotation correspondante est stable, on peut opérer comme il suit : supposons q et r très petits au début, et voyons s'ils restent très petits.

Dans cette hypothèse, le produit qr peut être négligé, et l'on a, pour la première équation d'Euler $\frac{dp}{dt} = 0$, $p = p_0$. Les deux autres deviennent

$$(1) \qquad B\frac{dq}{dt} = (C - A)p_0 r, \qquad C\frac{dr}{dt} = (A - B)p_0 q,$$

d'où

$$\frac{d^2 q}{dt^2} = -\frac{(A - C)(A - B)}{BC} p_0^2 q = -n^2 q,$$

n étant une constante. On en tire

$$q = q_0 \cos nt + \frac{(C - A)p_0 r_0}{nB} \sin nt,$$

car pour $t = 0$, $q = q_0$ et, d'après (1), $\frac{dq}{dt} = \frac{C - A}{B} p_0 r_0$.

On trouve de même r, et l'on voit que q et r restent très petits. La rotation est stable. On trouverait le même résultat autour du grand axe Oz.

Mais pour l'axe moyen, en supposant p et r très petits au début et négligeant pr, on trouve $q = q_0$, puis une équation de la forme $\frac{d^2 p}{dt^2} = +n^2 p$; en intégrant, on voit que p est une fonction de la forme $ae^{nt} + be^{-nt}$ qui augmente indéfini-

ment avec t : l'hypothèse que l'on a faite que p et r restent petits est donc inadmissible; la rotation autour de l'axe moyen est instable.

4. *Autre méthode pour obtenir l'équation de l'herpolhodie.* — Comme le pôle m et l'extrémité ω de la rotation instantanée sont en ligne droite avec O et qu'on a $\omega = Om\sqrt{h}$, le lieu du point m est homothétique du lieu du point ω.

Les coordonnées relatives du point ω par rapport aux axes mobiles sont p, q, r. Dans l'espace absolu le point ω décrit une courbe plane dans un plan parallèle au plan Π, c'est-à-dire au plan $x_1 Oy_1$, puisque Oz_1 est dirigé suivant $O\sigma$. La courbe lieu du point ω se projette donc en vraie grandeur sur le plan $x_1 Oy_1$. Or ω est la résultante des trois rotations θ', φ', ψ' dirigées comme on l'a vu (n° 387).

La projection ω_1 de ω sur le plan $x_1 Oy_1$ a des coordonnées absolues p_1 et q_1 que l'on calcule aisément en remarquant que p_1, par exemple, est la somme des projections de θ', φ', ψ' sur Ox_1. On a ainsi les valeurs de l'exercice 2. Le point $\omega_1(p_1, q_1)$, ainsi déterminé dans le plan $x\,Oy_1$, décrit une courbe homothétique à l'herpolhodie. Si l'on appelle ρ_1 et χ_1 ses coordonnées polaires, on a

$$p_1 + iq_1 = \rho_1 e^{i\chi_1} = (\theta' - i\varphi' \sin\theta)e^{i\psi}.$$

D'après les formules (20) de la page 202 qui donnent θ et φ, et la formule (21) donnant ψ, on aura p_1 et q_1 en fonction uniforme du temps.

5. *Démonstration de M. de Saint-Germain de la non-existence des points d'inflexion de l'herpolhodie.* — Soient R, R_1 les rayons de courbure des cônes qui ont pour bases la polhodie et l'herpolhodie, en un point de la génératrice commune : la Cinématique donne une relation de forme connue,

$$\omega\, dt = ds\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R_1}\right),$$

où ds est l'élément d'arc de la courbe lieu du point ω; s'il y avait inflexion, R_1 serait infini et $R\omega\, dt = ds$; or les équations du mouvement de Poinsot montrent que c'est impossible quel que soit le signe de D — B. (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, 26 avril 1885.)

6. On donne un tétraèdre non pesant OABC dans lequel l'angle trièdre O est trirectangle, et dont les arêtes OA, OB, OC ont respectivement pour longueurs a, b, c.

1° Déterminer les axes principaux de l'ellipsoïde central d'inertie, c'est-à-dire de l'ellipsoïde d'inertie relatif au centre de gravité G du tétraèdre, dans l'hypothèse suivante

$$a = \sqrt{2}, \qquad b = 1, \qquad c = \sqrt{3};$$

2° On imprime au tétraèdre une rotation initiale autour d'un diamètre GD de l'ellipsoïde central, et l'on propose d'étudier le mouvement de ce tétraèdre autour de son centre de gravité G. On déterminera sa position dans l'espace à une époque quelconque.

Les composantes p_0, q_0 r_0 de la rotation initiale par rapport au grand axe, à

l'axe moyen et au petit axe de l'ellipsoïde central d'inertie ont respectivement pour valeurs

$$p_0 = \sqrt{6+\sqrt{5}}, \qquad q_0 = 0, \qquad r_0 = \sqrt{6-\sqrt{5}}.$$

(Agrégation, 1890.)

Réponse. — Le centre de gravité étant immobile au début reste immobile. Le corps tourne donc autour d'un point fixe sans qu'aucune force agisse sur lui. Il prend un mouvement à la Poinsot. Il faut calculer numériquement A, B, C, h et l ou μ et D. On trouve

$$A = 6+\sqrt{5}, \qquad B = 6, \qquad C = 6-\sqrt{5}.$$

Les données initiales correspondent au cas singulier où la polhodie est une ellipse passant par l'axe moyen de l'ellipsoïde d'inertie.

(De Saint-Germain, *Nouvelles Annales*, t. IX, 1890.)

7. Toute ligne géodésique tracée sur un ellipsoïde de révolution allongé se projette sur le plan de l'équateur, suivant une herpolhodie qui peut être engendrée par une ellipse à centre fixe et roulant sur ce plan. (Halphen, *Comptes rendus*, 5 octobre 1887, et *Traité des fonctions elliptiques*, t. II, p. 249.)

8. *Toute ligne de thalweg tracée sur un paraboloïde de révolution, à axe vertical, et concave vers le haut, se projette horizontalement suivant l'herpolhodie due au roulement d'une ellipse déterminée.* (Floquet, *Bulletin des séances de la Société des Sciences de Nancy*, séance du 1er juillet 1889.)

9. L'herpolhodie est une courbe parcourue par un point dont la vitesse aréolaire $\rho^2 \frac{d\chi}{dt}$ est une fonction linéaire de ρ^2, la vitesse totale étant une fonction du second degré de ρ^2 dans laquelle le coefficient de ρ^4 est négatif.

(Darboux, Note à la *Mécanique* de Despeyrous.)

10. Si l'on fait rouler et pivoter, sans glisser, une quadrique quelconque de centre fixe O, sur un plan fixe Π, le lieu des points de contact m sur le plan est une herpolhodie généralisée. Le rayon vecteur de l'herpolhodie issu du pied P de la perpendiculaire OP au plan Π et la tangente à cette courbe en m sont *deux tangentes conjuguées de la quadrique qui roule.* Pour que le rayon vecteur Pm ne tourne pas toujours dans le même sens, ou pour que la courbe présente des rebroussements, il faut que le rayon vecteur puisse se confondre avec la tangente. Ces deux directions conjuguées ne peuvent se confondre que si la quadrique est à courbures opposées, c'est-à-dire est un hyperboloïde à une nappe.

(Darboux, *ibid.*)

11. Dans la seconde représentation du mouvement, d'après Poinsot, page 226, déterminer la trace laissée par le point m' sur le plan tournant Π'.

Réponse. — Le rayon vecteur Om' est égal au rayon vecteur P$m = \rho$ de l'herpolhodie (*fig.* 231). Si l'on appelle χ' l'angle formé par le rayon vecteur Om' avec une droite OU située dans le plan Π' et entraînée avec lui, on a $\widehat{x_1 OU} = \mu t$, car Π' tourne avec la vitesse μ; $\chi' = \chi - \mu t$, car Om' et Pm sont parallèles.

Remplaçant $d\chi$ par la valeur $d\chi' + \mu\, dt$ dans les équations de l'herpolhodie, on a les équations qui définissent, en fonction de t, les coordonnées ρ et χ' du point m' dans le plan Π',

$$(1)\qquad \begin{cases} \rho\,\dfrac{d\rho}{dt} = \mu\sqrt{D}\sqrt{-(\rho^2-a)(\rho^2-b)(\rho^2-c)}, \\ \rho^2\,\dfrac{d\chi'}{dt} = \mu E. \end{cases}$$

L'aire décrite par le rayon Om' sur le plan Π' est donc proportionnelle au temps.

Le mouvement défini par les équations (1) est celui d'un point matériel sollicité par une force centrale, issue de O, ayant une expression de la forme $\alpha\rho + \beta\rho^3$. (DARBOUX, *Mécanique* de Despeyrous, Note 17. — PINCZON, *Comptes rendus*, avril 1887.)

12. *Théorème de Siacci.* — Le mouvement d'un corps solide autour d'un point fixe O, dans le cas où il n'y a pas de forces extérieures, peut être obtenu en faisant rouler et pivoter une quadrique de centre O ayant les mêmes sections circulaires que l'ellipsoïde d'inertie sur une quadrique de révolution autour de $O\sigma$. (SIACCI, *In memoriam Dominici Chelini*, *Collectanea mathematica*, 1881; *voir* aussi GREENHILL, *Fonctions elliptiques*, Chapitre VII.)

13. *Théorème de Mac-Cullagh.* — Si l'on transforme les théorèmes de Poinsot par polaires réciproques, par rapport à une sphère de centre O, on voit que l'ellipsoïde (appelé *ellipsoïde de giration*) $\frac{x^2}{A} + \frac{y^2}{B} + \frac{z^2}{C} = 1$ étant entraîné par le corps passe constamment par deux points fixes situés sur le moment résultant, $O\sigma$, des quantités de mouvement, symétriques par rapport à O.

14. *Théorème de Gebbia.* — En transformant de même le théorème de Siacci (12), on voit que les surfaces homofocales de l'ellipsoïde de giration glissent sur des quadriques fixes de révolution.

15. Dans le mouvement d'un corps pesant de révolution suspendu par un point de son axe, on a vu que $u = \cos\theta$ varie entre deux valeurs u_1 et u_2. Indiquer quelles doivent être les conditions initiales pour que ces deux valeurs soient égales. Alors l'axe du cône décrit rigoureusement un cône de révolution autour de Oz_1 et la valeur commune de u_1 et u_2 est nécessairement u_0.

Réponse. — Il suffit de déterminer α et β de façon que le polynome $f(u)$ ait une racine double u_0 donnée à l'avance.

16. Dans le problème de Lagrange et Poisson, démontrer :

1° Que l'extrémité m de l'axe instantané reste constamment dans un plan fixe dans le corps, perpendiculaire à l'axe de figure Oz, et décrit dans ce plan une herpolhodie H;

2° Que, dans l'espace, le même point m décrit une courbe située sur une sphère S;

3° Que le mouvement peut être obtenu en faisant rouler l'herpolhodie H regardée comme attachée au corps sur la sphère fixe S. (JACOBI, *Œuvres*, t. II.

— HALPHEN, *Comptes rendus*, t. C. — DARBOUX, *Journal de Mathématiques*, 1885; Note XIX à la *Mécanique* de Despeyrous. — DE SAINT-GERMAIN, *Résumé de la théorie du mouvement d'un solide autour d'un point fixe*. Gauthier-Villars, 1887.)

Indications sur la solution :

1° *Le lieu de l'extrémité* ω *de l'axe instantané de rotation dans le corps est une herpolhodie.* Les coordonnées du point ω, par rapport aux axes mobiles, sont p, q, r. Comme $r = r_0$, le point ω se trouve dans un plan Π perpendiculaire à l'axe Oz et invariablement lié au corps. Dans ce plan le point ω décrit une courbe H qui se projette en vraie grandeur sur le plan des xy. Les coordonnées cartésiennes d'un point ω de cette courbe rapportée aux axes Ox et Oy étant p et q,

$$p = \psi' \sin\theta \sin\varphi + \theta' \cos\varphi,$$
$$q = \psi' \sin\theta \cos\varphi - \theta' \sin\varphi,$$

nous appellerons ρ et χ ses coordonnées polaires. D'abord

$$\rho^2 = p^2 + q^2 = \alpha - a\cos\theta = \alpha - au.$$

Nous tirons de là $u = \dfrac{\alpha - \rho^2}{a}$ et, en portant dans la relation

$$\frac{du}{dt} = \pm\sqrt{f(u)},$$

il vient

$$(1) \qquad \rho\frac{d\rho}{dt} = \pm\frac{a}{2}\sqrt{f\left(\frac{\alpha-\rho^2}{a}\right)} = \pm\frac{1}{2}\cdot\sqrt{F(\rho^2)},$$

qui est bien de la forme indiquée pour l'herpolhodie, car le polynome sous le radical commence par $-\rho^6$.

D'autre part,

$$\operatorname{tang}\chi = \frac{q}{p} = \frac{\dfrac{\psi'\sin\theta}{\theta'} - \operatorname{tang}\varphi}{1 + \dfrac{\psi'\sin\theta}{\theta'}\operatorname{tang}\varphi}, \qquad \chi = \operatorname{arc\,tang}\frac{\psi'\sin\theta}{\theta'} - \varphi.$$

Comme nous avons posé $\cos\theta = u$, nous avons

$$\frac{\sin\theta}{\theta'} = -\frac{1-u^2}{\dfrac{du}{dt}} = -\frac{1-u^2}{\sqrt{f(u)}}, \qquad \psi' = \frac{\beta - br_0 u}{1-u^2},$$
$$\chi = \operatorname{arc\,tang}\frac{br_0 u - \beta}{\sqrt{f(u)}} - \varphi;$$

dérivant par rapport à t, remplaçant $\dfrac{du}{dt}$ par $\sqrt{f(u)}$, φ' par sa valeur antérieurement trouvée $r_0 - u\dfrac{\beta - br_0 u}{1-u^2}$, et réduisant, on trouve

$$(\alpha - au)\frac{d\chi}{dt} = \frac{r_0(b-2)}{2}(\alpha - au) + \frac{br_0\alpha - a\beta}{2},$$

ou encore, puisque $\alpha - au = \rho^2$,

$$(2) \qquad \rho^2 \frac{d\chi}{dt} = \frac{r_0(b-2)}{2}\rho^2 + \frac{br_0\alpha - a\beta}{2}.$$

Les équations (1) et (2) ont la forme caractéristique des équations d'une herpolhodie, car le terme constant dans la deuxième équation $\frac{1}{2}(br_0\alpha - a\beta)$ est égal à $\pm\frac{1}{2}\sqrt{-F(0)}$. Le théorème est donc démontré. Le cône (C), lieu des axes instantanées $O\omega$ dans le torps, est un cône ayant pour base cette herpolhodie H.

2° *Le lieu du point ω dans l'espace absolu est une courbe sphérique* H_1. Si l'on appelle p_1, q_1, r_1 les composantes de la rotation instantrnée ω suivant les axes fixes Ox_1, y_1, z_1, on obtient ces trois quantités par la méthode employée pour trouver p, q, r.

La rotation ω étant la résultante des trois rotations θ', φ', ψ' dirigées suivant OI, Oz, Oz_1 (*fig.* 223), p_1 est égal à la somme des projections de ces trois dernières rotations sur l'axe Ox_1; q_1 et r_1 sont égaux respectivement à la somme de leurs projections sur Oy_1 et Oz_1. On trouve ainsi

$$(3) \qquad \begin{cases} p_1 = \theta'\cos\psi + \varphi'\sin\theta\sin\psi, \\ q_1 = \theta'\sin\psi - \varphi'\sin\theta\cos\psi. \\ r_1 = \psi' + \varphi'\cos\theta. \end{cases}$$

Telles sont les coordonnées du point ω par rapport aux axes fixes. On en déduit, d'après les valeurs de ψ' et φ', en fonction de $\cos\theta$ ou u,

$$r_1 = \beta + (1-b)r_0 u.$$

Puis, comme on a l'égalité évidente

$$p_1^2 + q_1^2 + r_1^2 = p^2 + q^2 + r^2,$$

on a, d'après l'expression de $p^2 + q^2$ en fonction de u,

$$p_1^2 + q_1^2 + r_1^2 = \alpha - au + r_0^2.$$

L'élimination de u entre les deux relations précédentes donne

$$(S_1) \qquad (1-b)r_0(p_1^2 + b_1^2 + r_1^2) + ar_1 = (1-b)(\alpha + r_0^2) + a\beta.$$

Cette équation, dans laquelle on regarde p_1, q_1, r_1 comme des coordonnées courantes montre que le point ω est constamment situé sur une sphère S, dont le centre est sur Oz_1. Le point ω décrit donc dans l'espace absolu une courbe sphérique H_1 : pour déterminer cette courbe il faudrait se reporter aux équations (3), et en déduire l'équation différentielle de la projection de H_1 sur un des plans coordonnés. Mais on peut alors représenter le mouvement de la façon suivante.

Le mouvement s'obtient en faisant rouler l'herpolhodie H *invariablement liée au corps sur la sphère fixe* S_1. En effet, le mouvement s'obtient en faisant rouler le cône C lié au corps ayant pour base la polhodie H, sur un cône fixe C_1

ayant pour base la courbe sphérique H_1. Dans ce mouvement la courbe H roule sur H_1, c'est-à-dire sur la sphère S_1 qui contient H_1.

Dans le cas particulier où $b = 1$, on a $A = B = C$, l'ellipsoïde d'inertie relatif au point O est une sphère; la sphère S_1 se réduit alors à un plan fixe Π_1 perpendiculaire à Oz_1, et le mouvement s'obtient en faisant rouler l'herpolhodie H sur le plan fixe Π_1.

Alors la courbe H_1, lieu du point ω dans l'espace, est située dans le plan Π_1 : en formant son équation différentielle en coordonnées polaires, on vérifiera que c'est aussi une herpolhodie parcourue par ω suivant la loi de Poinsot.

17. Démontrer que la courbe sphérique H_1 de l'exercice précédent, décrite par l'extrémité ω de la rotation instantanée dans l'espace absolu, peut être engendrée comme il suit :

Si trois points d'une droite invariable sont assujettis, les deux premiers à demeurer sur deux sphères différentes, le troisième à rester dans un plan perpendiculaire à la ligne des centres des deux sphères, si de plus la droite se déplace de manière à demeurer normale à la trajectoire de l'un de ses points, ce qui définit complètement son mouvement à partir d'une position donnée, le point de la droite assujetti à rester dans le plan décrira une herpolhodie, tous les autres décriront des courbes sphériques qui sont les courbes H_1 décrites dans l'espace par l'extrémité ω de l'axe instantané. (DARBOUX, *Journal de Mathématiques*, 4e série, t. I, Fasc. IV, 1885.)

18. *Intégrales pseudo-elliptiques de M. Greenhill, pour le mouvement d'un corps pesant de révolution suspendu par un point de son axe.* — Vérifier, comme à la page 241, que, pour des conditions initiales convenables, on a une intégrale de la forme

$$\sin^2\theta\, e^{2\left(\frac{\psi}{2}-nt\right)i} = (u - D)\sqrt{(u' - u)(u_1 - u)} + i(Eu^2 - Fu)\sqrt{u - u_1},$$

n, D, E, F, étant des constantes réelles convenablement choisies.

On peut même faire disparaître le terme séculaire nt par une particularisation encore plus grande des constantes du problème. Alors la courbe sphérique, lieu du point z, est fermée. Dans le cas particulier du pendule sphérique, il est impossible de faire disparaître le terme nt.

Pour un autre choix de constantes du problème, on a de même une intégrale de la forme

$$\sin^2\theta\, e^{2\left(\frac{\psi}{2}-nt\right)i} = (u^2 - Du + D')\sqrt{(u' - u)(u - u_1)} + i(Eu^2 - Fu + F')\sqrt{u_1 - u},$$

D, D', E, F, F' étant des constantes réelles. On peut encore ici faire disparaître le terme séculaire nt.

En général, μ désignant un entier, on peut trouver des cas particuliers où $\sin^\mu\theta\, e^{\mu\left(\frac{\psi}{2}-nt\right)i}$ est donné par une formule rentrant dans le premier ou le second type suivant que μ est pair ou impair, dans laquelle figurent devant les radicaux des polynomes de degré $\mu - 1$. (GREENHILL, *Proceedings of the London Mathematical Society*, Vol. XXV, et *Fonctions elliptiques*, traduction de Griess.)

19. Un corps solide mobile autour d'un point fixe est solicité par un couple dont l'axe est toujours parallèle au moment résultant des quantités de mouvement et dont le moment est toujours égal à ce moment résultant multiplié par une constante λ. Mouvement du corps.

Réponse. — Les équations du mouvement sont

$$A\frac{dp}{dt} + (C - B)\,qr + \lambda A p = 0, \qquad \ldots.$$

En posant $p = e^{-\lambda t}p'$, ..., $\lambda t' = 1 - e^{-\lambda t}$, ces équations se réduisent à

$$A\frac{dp'}{dt'} + (C - B)\,q'r' = 0, \qquad \ldots,$$

de sorte que p', p', r' sont les mêmes fonctions de t' que p, q, r le sont de t quand il n'y a pas de forces extérieures. (*Voyez* GREENHILL, *Fonctions elliptiques*, traduction de Griess, p. 155, et PADOVA, *Atti dell' Accademia di Torino*, t. XVI, 1885-1886.)

20. Mouvement d'une sphère homogène mobile autour de son centre dans un milieu résistant. Cette sphère est munie à sa surface d'ailettes planes de nombre et de formes quelconques, dont les plans passent par le centre. Trouver le mouvement en négligeant les masses des ailettes et supposant que la loi de la résistance est la même que dans l'exercice du n° 409.

Réponse. — Les équations d'Euler sont alors des équations linéaires simultanées à coefficients constants.

21. Un corps non pesant peut se mouvoir autour d'un point fixe et n'est soumis à aucune force; en outre ce corps est immobile. A l'instant t, on fait agir sur lui une force F donnée en grandeur et position. Quelles sont, à l'instant $t + dt$, la position de l'axe instantané de rotation et la vitesse angulaire de rotation.

Même question si l'on fait agir plusieurs forces.

(STEICHEN, *Crelle*, t. 43, p. 161.)

22. Une tige pesante d'épaisseur infiniment petite est mobile autour d'un de ses points qui est fixe. Trouver son mouvement.

(Il existe sur la tige un point qui se meut comme un pendule conique.)

[TISSOT, *Thèse* (*Journal de Liouville*, t, XVII, 1852)].

23. Lorsqu'un corps tourne autour d'un point fixe sous l'action de forces dont le moment par rapport à l'axe instantané est constamment nul, la vitesse de rotation est proportionnelle au rayon vecteur de l'ellipsoïde d'inertie dirigé dans le sens de cet axe. La réciproque est vraie.

La proposition directe s'applique en particulier au mouvement d'un corps tournant autour d'un point fixe et assujetti à rester en contact avec une surface fixe, sans être soumis à d'autres forces que les réactions normales de la surface.

(FLYE SAINTE-MARIE, *Journal de Liouville*, t. III, 1877.)

24. Mouvement d'un solide homogène, pesant de révolution, fixé par un point de son axe et assujetti à s'appuyer sur un cercle fixe dont l'axe passe par le point de suspension.

1° En négligeant les résistances passives;

2° En tenant compte du frottement de glissement de la surface du corps sur le cercle fixe et supposant la composante normale de la réaction du cercle dirigée perpendiculairement à la droite qui joint le point fixe au point d'appui.

(ASTOR, *Nouvelles Annales de Mathématiques*, 1894; p. 442.)

25. *Mouvement d'un solide de révolution pesant autour d'un point de son axe de figure sous l'action d'une force appliquée en un point de l'axe.* — Soient Q, R, S les composantes suivant OI, OJ, Oz de la force appliquée au point P de l'axe de révolution Oz à une distance l de O : on a, pour les moments des forces appliquées par rapport à ces axes,

$$L_1 = Mg\zeta\sin\theta - Rl, \qquad M_1 = Ql, \qquad N = 0,$$

en posant $OG = \zeta$. La troisième des équations d'Euler donne $r = r_0$.

En employant les équations de Resal n° 407, on a ainsi, pour déterminer les trois angles φ, θ, ψ, les trois équations

$$\frac{d\varphi}{dt} + \frac{d\psi}{dt}\cos\theta = r_0,$$

$$A\left(\frac{d^2\psi}{dt^2}\sin\theta + 2\frac{d\psi}{dt}\frac{d\theta}{dt}\cos\theta\right) - Cr_0\frac{d\theta}{dt} = Ql,$$

$$A\left[\frac{d^2\theta}{dt^2} - \left(\frac{d\psi}{dt}\right)^2\sin\theta\cos\theta\right] + Cr_0\frac{d\psi}{dt}\sin\theta = Mg\zeta\sin\theta - Rl.$$

Cherchons, par exemple, l'effort nécessaire pour faire décrire à Oz un cône de révolution autour de Oz_1, alors θ reste constant; et les deux dernières équations sont

$$A\frac{d^2\psi}{dt^2}\sin\theta = Ql,$$

$$-A\left(\frac{d\psi}{dt}\right)^2\sin\theta\cos\theta + Cr_0\frac{d\psi}{dt}\sin\theta = Mg\zeta\sin\theta - Rl.$$

La première de ces équations donne Q, la deuxième R. Supposons qu'il s'agisse d'un solide de révolution auquel on a communiqué une très grande vitesse de rotation r_0 autour de son axe de figure Oz, tandis qu'on cherche à faire tourner Oz très lentement autour de Oz_1. La quantité $\frac{d^2\psi}{dt^2}$ étant très petite, on voit que la valeur de Rl qui contient le terme $-Cr_0\frac{d\psi}{dt}\sin\theta$ est très grande par rapport à la valeur de Ql. Or R, parallèle à OJ, est dans le plan zOz_1, c'est-à-dire perpendiculaire au chemin décrit par le point P dans le mouvement qu'on cherche à obtenir tandis que Q, parrallèle à OI, est perpendiculaire au plan zOz_1, c'est-à-dire dirigée suivant ce chemin. On voit ainsi, ce qui constitue un résultat paradoxal en apparence, que pour faire décrire à l'axe de figure Oz un cône de révolution autour de Oz_1, il faut exercer sur lui une force perpendiculaire sensiblement au chemin qu'il doit parcourir; en un mot, il faut appuyer suivant le rayon pour faire partir l'axe suivant la tangente.

CHAPITRE XXI.

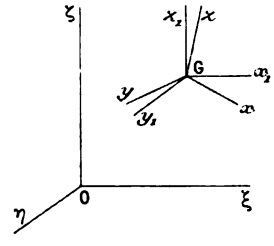
CORPS SOLIDE LIBRE.

I. — GÉNÉRALITÉS.

410. Équations du mouvement. — Pour connaître le mouvement d'un corps solide libre, il faut connaître le mouvement d'un point du corps, par exemple du centre de gravité, puis le mouvement du corps autour de ce point.

Imaginons trois axes rectangulaires fixes $O\xi$, $O\eta$, $O\zeta$ (*fig.* 235)

Fig. 235.



et appelons ξ, η, ζ les coordonnées du centre de gravité G par rapport à ces axes. Les équations du mouvement du centre de gravité donnent, en appelant M la masse du solide,

$$(1) \qquad M\frac{d^2\xi}{dt^2} = \Sigma X, \qquad M\frac{d^2\eta}{dt^2} = \Sigma Y, \qquad M\frac{d^2\zeta}{dt^2} = \Sigma Z,$$

où les seconds membres sont les sommes des projections des forces appliquées au corps sur les trois axes $O\xi$, η, ζ.

Menons ensuite par le centre de gravité G trois axes de directions fixes Gx_1, y_1, z_1, par exemple trois axes parallèles aux axes fixes $O\xi$, η, ζ.

Le mouvement du corps par rapport aux axes Gx_1, y_1, z_1 est le mouvement d'un solide autour d'un point fixe : si l'on considère

trois axes Gx, y, z invariablement liés au corps, la position du corps autour de G sera définie par les trois angles d'Euler, θ, φ, ψ des axes Gx, y, z avec Gx_1, y_1, z_1. Nous avons obtenu les équations du mouvement d'un solide autour d'un point fixe en appliquant le théorème des moments des quantités de mouvement. Or ce théorème s'applique au mouvement relatif autour du centre de gravité (n° 335) : nous pourrons donc appliquer à ce mouvement les équations établies précédemment pour un solide mobile autour d'un point fixe.

Prenons pour axes Gx, y, z, liés au corps, les axes principaux d'inertie relatifs à G, et appelons A, B, C les trois moments principaux d'inertie. A chaque instant, les vitesses des points, par rapport aux axes Gx_1, y_1, z_1, sont les mêmes que si le corps était animé d'une rotation instantanée ω de composantes p, q, r suivant les axes Gx, y, z. Le moment résultant, par rapport à G, des quantités de mouvement relatives est un segment $G\sigma_1$ ayant pour projections Ap, Bq, Cr sur les axes Gx, y, z. On a alors, en appelant L, M, N les sommes des moments des forces appliquées au solide par rapport à ces mêmes axes, les trois équations d'Euler

$$(2)\qquad \begin{cases} A\dfrac{dp}{dt} + (C - B)qr = L, \\ B\dfrac{dq}{dt} + (A - C)rp = M, \\ C\dfrac{dr}{dt} + (B - A)pq = N. \end{cases}$$

On a ainsi six équations (1) et (2) déterminant les six paramètres ξ, η, ζ, θ, φ, ψ en fonction de t. En général, les seconds membres de ces équations dépendront des six paramètres, et même de leurs dérivées premières, si les forces dépendent des vitesses; de sorte qu'il faudra considérer simultanément les six équations.

Dans le cas où le corps solide n'est pas entièrement libre, les six paramètres sont assujettis à certaines relations; mais alors des réactions inconnues s'introduisent.

Remarque. — Les axes Gx, y, z étant les axes principaux, la force vive du corps dans son mouvement relatif autour du centre de gravité est $Ap^2 + Bq^2 + Cr^2$.

411. Exemples simples. — Dans les trois exemples suivants, on peut intégrer séparément les équations (1), puis les équations (2).

1° *Solide pesant dans le vide.* — D'abord le centre de gravité décrit une parabole comme un point pesant dans le vide. Ensuite, les forces extérieures, les poids, ayant une résultante unique appliquée au centre de gravité G, les quantités L, M, N sont nulles : le mouvement du corps autour de G est identique au mouvement d'un corps solide autour d'un point fixe, dans le cas où les forces ont une résultante unique passant par ce point : c'est donc un mouvement de Poinsot.

2° *Corps solide dont les éléments sont attirés par un centre fixe* O *proportionnellement à la distance.* — Les attractions ont une résultante unique appliquée au centre de gravité G et égale à l'attraction qu'exercerait le point O sur la masse totale concentrée en G. Donc le point G décrit une ellipse de centre O (n° 223), et le mouvement autour de G est un mouvement de Poinsot.

3° *Planète supposée formée de couches sphériques concentriques et homogènes.* — On démontre, dans la théorie de l'attraction, que, si une planète était un solide formé de couches sphériques concentriques et homogènes, l'attraction newtonienne d'un point extérieur μ sur les points de la planète, admettrait une résultante unique appliquée au centre de gravité G et égale à l'attraction du point μ sur la masse totale de la planète supposée concentrée en G. Alors, quel que soit le nombre des points attirants μ, la résultante de leurs attractions sur la planète serait appliquée en G et égale à celle de tous les points sur la masse de la planète concentrée en G. Le mouvement de la planète autour de son centre de gravité serait alors celui d'un corps mobile autour d'un point fixe G quand les forces ont une résultante passant par le point; mais actuellement l'ellipsoïde d'inertie relatif au point G est évidemment une sphère et tout axe passant par G est principal; le mouvement autour de G consisterait donc en une rotation autour d'un axe de direction fixe dans le corps et dans l'espace. Les phénomènes de précession et de nutation n'existeraient pas.

412. Mouvement d'un ensemble de solides. — Quand il s'agit d'un ensemble de solides, leurs réactions mutuelles sont des forces intérieures au système. Dans certains cas, il y a avantage à considérer un des corps comme isolé; alors il faut regarder comme extérieures à ce corps toutes les forces données et les actions exercées sur lui par les autres corps du système.

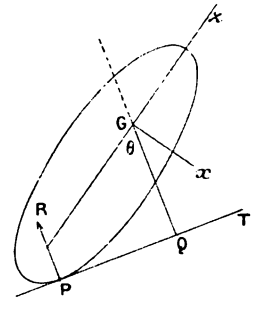
II. — CORPS PESANT EN CONTACT AVEC UN PLAN HORIZONTAL.

413. Historique. — Le mouvement d'un corps pesant en contact avec un plan fixe a été étudié pour la première fois par Poisson. Dans les Tomes 5

et 8 du *Journal de Crelle*, Cournot reprit les équations de Poisson et les appliqua aux cas où l'on tient compte du frottement. Le cas particulier du mouvement d'une sphère avec frottement sur un plan horizontal (billard) a été traité par Coriolis dans un Ouvrage publié en 1835. Puiseux (*Journal de Liouville*, t. XIII et XVII; 1848 et 1852) applique les équations de Poisson au mouvement d'un solide pesant de révolution sur un plan horizontal parfaitement poli, en étudiant principalement les variations de l'angle que fait l'axe de révolution avec la verticale. Dans le quatrième Volume du *Quarterly Journal of Mathematics*, 1861, M. Slesser forme les équations du mouvement d'un corps pesant de révolution assujetti à rouler et pivoter sans glisser sur un plan horizontal, ce qui revient à supposer que le coefficient du frottement de glissement est infini, de façon à rendre tout glissement impossible; il emploie, pour traiter le problème, des axes mobiles dans le corps: cette même méthode est suivie par Routh (*Rigid Dynamics*, t. II). Le problème du roulement avec pivotement d'un corps pesant sur un plan a été traité aussi par Neumann (*Mathematische Annalen*, t. XXVII, 1886) et par Lindelöf (*Acta Societatis Fennicæ*, t. XXI, 1894) à l'aide des équations de Lagrange. Citons enfin un Mémoire de Schouten : *Propriétés générales du roulement exact d'un corps de révolution sur un plan horizontal appliquées au mouvement d'un corps de révolution autour d'un point fixe de son axe* (*Verslagen der Koninklijke Akademie von Wetenschappen te Amsterdam*, t. V, 1889). Nous reviendrons sur ces questions comme application des équations de Lagrange.

414. *Corps pesant de révolution glissant sans frottement sur un plan horizontal fixe.* — Imaginons un corps solide pesant assujetti aux conditions suivantes : 1° l'ellipsoïde d'inertie relatif au centre de gravité G est de révolution autour d'un axe Gz; 2° le corps touche un plan hori-

Fig. 236.



zontal fixe par une surface de révolution autour du même axe. Ces conditions sont remplies, en particulier, pour un solide homogène pesant de révolution.

Représentons la méridienne de la surface de révolution par laquelle le corps doit toucher le plan fixe (*fig.* 236). Le plan tangent en un point P de cette méridienne est perpendiculaire au plan méridien zGP sur lequel il a pour trace PT. Soit ζ la distance GQ du centre de gravité au plan tangent et θ l'angle de cette perpendiculaire avec Gz; ζ est une fonction de θ

$$\zeta = f(\theta)$$

qui est déterminée dès que la méridienne est donnée. Inversement, on peut se donner *a priori* une relation de cette forme : la surface correspondante a pour méridienne une courbe enveloppe des droites PT vérifiant cette condition. Il est évident, en outre, que, la méridienne étant donnée, la distance QP, que nous appellerons ρ, est aussi une fonction connue de θ. Pour déterminer cette fonction, remarquons que, par rapport aux axes Gx et Gz situés dans le plan de la méridienne, la tangente PT a pour équation

$$x \sin\theta - z \cos\theta = f(\theta).$$

La méridienne étant l'enveloppe de cette droite quand θ varie, on obtient les coordonnées du point de contact P en associant à l'équation précédente sa dérivée par rapport à θ

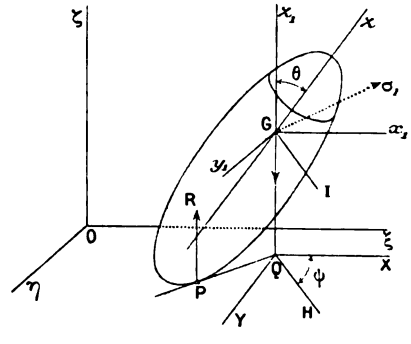
$$x \cos\theta + z \sin\theta = f'(\theta).$$

Cette dernière équation représente donc une droite passant par P : c'est la normale PR; sa distance au point G est égale à QP. On a donc

$$\rho = \pm f'(\theta)$$

Ceci posé, plaçons le solide sur un plan horizontal fixe $\xi O \eta$, et soit P

Fig. 237.



le point de contact de la surface de révolution considérée avec le plan (*fig.* 237). Choisissons dans le plan fixe deux axes rectangulaires fixes Oξ,

$O\eta$, et prenons un axe vertical $O\zeta$ vers le haut. Soient ξ, η, ζ les coordonnées du centre de gravité G, θ, φ, ψ les angles d'Euler définissant la position des axes principaux d'inertie Gx, y, z liés au corps par rapport à des axes Gx_1, y_1, z_1 parallèles aux axes fixes $O\xi$, η, ζ: l'axe Gz est dirigé suivant l'axe de révolution : les moments d'inertie principaux autour de Gx et Gy sont alors égaux, $A = B$.

On voit que ζ est la distance GQ du centre de gravité G au plan tangent $\xi O\eta$, et cette tangente GQ fait précisément avec l'axe Gz de la surface l'angle θ; on a donc la relation

$$(1) \qquad \zeta = f(\theta),$$

$f(\theta)$ étant une fonction connue. C'est cette relation (1) qui exprime que le corps touche le plan horizontal.

Les forces agissant sur le corps sont, n appelant M sa masse, le poids Mg appliqué en G et la réaction normale R du plan appliquée en P.

Ces deux forces étant verticales, on a, en écrivant deux des équations du mouvement du centre de gravité,

$$M\frac{d^2\xi}{dt^2} = 0, \qquad M\frac{d^2\eta}{dt^2} = 0.$$

Le point Q, projection horizontale du centre de gravité, est donc animé d'un mouvement rectiligne uniforme.

1° *La projection horizontale de* G *est fixe*. Nous supposerons d'abord, pour simplifier, que la vitesse initiale imprimée au centre de gravité est nulle ou verticale. Sa projection horizontale est alors nulle au début et, comme cette projection reste constante, elle est toujours nulle. Dans ce cas, le point Q est fixe et le centre de gravité ne fait qu'osciller sur la verticale de ce point.

Appliquons le théorème des forces vives au mouvement absolu. La force vive totale est égale à la force vive $M\left(\frac{d\zeta}{dt}\right)^2$ de la masse totale concentrée en G, plus la force vive $A(p^2+q^2)+Cr^2$ dans le mouvement relatif autour de G. D'autre part, le travail de la réaction normale du plan est nul le travail élémentaire du poids est $-Mg\,d\zeta$. On a donc l'intégrale des forces vives

$$(3) \qquad M\left(\frac{d\zeta}{dt}\right)^2 + A(p^2+q^2) + Cr^2 = -2Mg\zeta + h.$$

Remarquons ensuite que les forces appliquées au corps, réaction du plan et poids, ont leurs moments nuls par rapport à Gz_1; comme le théorème des moments s'applique au mouvement relatif autour du centre de gravité, on voit que, dans ce mouvement relatif, la somme des moments des quantités de mouvement par rapport à Gz_1 est constante. La projection sur Gz_1 du moment résultant $G\sigma_1$ des quantités de mouvement

relatives est donc constante. Or les projections de $G\sigma_1$ sur les axes Gx, y, z étant Ap, Aq, Gr, on a

$$(4) \qquad Ap \sin\theta \sin\varphi - Aq \sin\theta \cos\varphi + Cr \cos\theta = K.$$

Enfin, les deux forces appliquées au corps, réaction et poids, rencontrent l'axe de révolution Gz, donc $N = 0$, et la troisième équation d'Euler est, puisque $A = B$,

$$(5) \qquad C\frac{dr}{dt} = 0, \qquad r = r_0.$$

Dans les équations (3) et (4) remplaçons r par r_0, p et q par leurs valeurs en fonction des dérivées θ', φ', ψ' (n° 387), ζ par $f(\theta)$ et $\frac{d\zeta}{dt}$ par $f'(\theta)\theta'$. Ces équations prennent la forme

$$(6) \qquad \begin{cases} [1 + cf'^2(\theta)]\theta'^2 + \psi'^2 \sin^2\theta = \alpha - af(\theta), \\ \psi' \sin^2\theta = \beta - br_0 \cos\theta, \end{cases}$$

où α et β sont des constantes arbitraires, tandis que a, b, c sont des constantes positives déterminées

$$a = 2g\frac{M}{A}, \qquad b = \frac{C}{A}, \qquad c = \frac{M}{A}.$$

Ces deux équations (6) donnent θ et ψ en fonction du temps; φ est ensuite déterminé par la relation

$$(7) \qquad r_0 = \varphi' + \psi' \cos\theta.$$

L'élimination de ψ' entre les deux équations (6) donne

$$(8) \qquad \left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 [1 + cf'^2(\theta)] \sin^2\theta = [\alpha - af(\theta)] \sin^2\theta - (\beta - br_0 \cos\theta)^2,$$

d'où t en fonction de θ par une quadrature. Si $f(\theta)$ est une fonction rationnelle de $\sin\theta$ et $\cos\theta$, cette quadrature sera hyperelliptique en prenant comme variable $\tan\frac{\theta}{2}$. L'angle θ partant de θ_0 ne pourra prendre que des valeurs rendant positive la fonction du second membre

$$\Phi(\theta) = [\alpha - af(\theta)] \sin^2\theta - (\beta - br_0 \cos\theta)^2.$$

Remarquons que $f(\theta)$ désignant la distance du centre de gravité au plan fixe est toujours fini, et substituons à la place de θ les valeurs 0, θ_0, π : nous aurons pour $\Phi(\theta)$ les signes $-$, $+$, $-$, car la valeur initiale θ_0 donne évidemment pour θ' une valeur réelle. La valeur θ_0 est donc comprise

entre deux racines réelles θ_1 et θ_2 de $\Phi(\theta)$ et θ ne pourra qu'osciller entre ces racines. La discussion est donc analogue à celle que nous avons faite en détail dans le Chapitre précédent pour le mouvement d'un corps pesant de révolution, mobile autour d'un point de son axe. L'élimination de dt permettra d'exprimer également ψ et φ en fonction de θ par des quadratures.

Courbe décrite sur le plan par le point de contact. — Le point Q étant supposé fixe, nous le prendrons comme origine d'un système de coordonnées polaires, dont l'axe polaire QX sera parallèle à Gx_1. Le rayon vecteur $QP = \rho$ est une fonction connue de θ,

$$\rho = \pm f'(\theta),$$

déterminée par la forme de la surface de révolution par laquelle le corps touche le plan. L'angle polaire $\chi = \widehat{XQP}$ est égal à $\psi = \frac{\pi}{2}$. En effet, le plan GQP coïncide avec le plan projetant horizontalement l'axe de révolution, c'est-à-dire avec le plan z_1Gz; or la normale GI à ce plan fait avec Gx_1 l'angle ψ; la normale QH au rayon vecteur QP, dans le plan horizontal, fait donc avec QX un angle égal ψ, et l'angle $\widehat{XQP} = \chi$ est bien égal à $\psi + \frac{\pi}{2}$. On a donc

$$\frac{d\chi}{dt} = \frac{d\psi}{dt} = \frac{\beta - br_0 \cos\theta}{\sin^2\theta}. \tag{9}$$

L'élimination de dt entre cette équation et l'équation (8) donne χ en fonction de θ par une quadrature, et comme θ est lié à ρ par une équation connue $\rho = \pm f'(\theta)$, on aura χ en fonction de ρ par une quadrature.

2° *Cas général.* Nous avons supposé le point Q immobile. En général, ce point est animé d'un mouvement rectiligne et uniforme. On étudiera alors le mouvement du corps par rapport à des axes Q, X, Y, z_1, de directions fixes, ayant pour origine le point Q. Comme ces axes sont animés d'un mouvement de translation rectiligne et uniforme, le mouvement relatif du corps est donné par les mêmes équations que le mouvement absolu (n° 334); comme dans ce mouvement relatif, la projection horizontale Q, du centre de gravité, se fait constamment à l'origine, on est ramené au cas que nous venons de traiter.

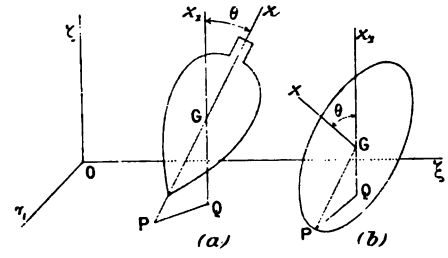
415. Exemples. — 1° *Toupie.* La toupie est un corps pesant de révolution reposant par une pointe P sur un plan horizontal fixe. On peut regarder cette pointe comme une sphère de rayon infiniment petit ayant son centre en P (*fig.* 238, *a*). Le corps pesant touche alors le plan horizontal par cette sphère. La distance $\zeta = GQ$ est ici donnée par la formule

$$\zeta = l\cos\theta,$$

où l désigne la longueur GP, puis $\rho = \mathrm{QP} = l \sin\theta$. Il faudra donc, dans les équations précédentes, faire $f(\theta) = l\cos\theta$, $\rho = l\sin\theta$. Le deuxième membre de l'équation (8) devient un polynome de troisième degré en $\cos\theta$, identique à celui qui se rencontre dans le problème de Lagrange et de Poisson.

2° *Pièce de monnaie.* Une pièce de monnaie de rayon l, glissant sans frottement sur un plan horizontal fixe, est un solide de révolution en con-

Fig. 238.



tact avec le plan par une surface réduite à une circonférence (*fig.* 238, *b*). L'axe de la surface est la normale Gz au plan de la pièce, la méridienne un point de la circonférence. On a actuellement

$$\mathrm{GQ} = \zeta = l\sin\theta, \qquad \mathrm{PQ} = \rho = l\cos\theta.$$

Il faudra donc prendre

$$f(\theta) = l\sin\theta, \qquad \rho = l\cos\theta.$$

3° *Remarque de Puiseux* (*Journal de Liouville*, t. XIII). On peut, quelle que soit la forme de la surface de révolution, prendre r_0 assez grand pour que θ reste aussi voisin qu'on le veut de sa valeur initiale θ_0. En effet, d'après l'équation (8), il faut que, pendant toute la durée du mouvement, la fonction

$$\Phi(\theta) = [\alpha - af(\theta)]\sin^2\theta - (\beta - br_0\cos\theta)^2$$

soit positive.

Plaçons-nous dans les conditions initiales suivantes : animons le corps d'une rotation r_0 très grande autour de son axe de figure Gz, puis posons-le sur le plan sans donner de vitesse au centre de gravité. Alors p, q, $\frac{d\xi}{dt}$, $\frac{d\eta}{dt}$, $\frac{d\zeta}{dt}$ sont nuls à l'instant initial : on en conclut, d'après les expressions de p et q en fonction de ψ' et θ', que ψ' et θ' sont nuls aussi à l'instant initial, c'est-à-dire pour $\theta = \theta_0$. D'après les formules (6), on a donc

$$\alpha = af(\theta_0), \qquad \beta = br_0\cos\theta_0,$$

et la fonction $\Phi(\theta)$ devient

$$\Phi(\theta) = a[f(\theta_0) - f(\theta)]\sin^2\theta - b^2 r_0^2 (\cos\theta_0 - \cos\theta)^2,$$

où la racine θ_0 est en évidence. Supposons que θ aille d'abord en croissant, il ne pourra pas aller jusqu'à π, car $\theta = \pi$ rendrait $\Phi(\theta)$ négatif; donc θ oscillera entre la valeur θ_0 et une valeur θ_1 qui est la première racine de $\Phi(\theta)$ rencontrée entre θ_0 et π. Nous voulons montrer que l'on peut prendre r_0 assez grand pour que θ_1 soit aussi près qu'on le veut de θ_0. Écrivant que θ_1 annule $\Phi(\theta)$, on a

$$(\cos\theta_0 - \cos\theta_1)^2 = \frac{a\sin^2\theta_1}{b^2 r_0^2}[f(\theta_0) - f(\theta_1)].$$

Soit D le maximum de la distance du centre de gravité du corps au plan qu'il touche, dans toutes les positions possibles, $f(\theta_0) - f(\theta_1)$ est moindre que $2D$, $\sin^2\theta_1$ est moindre que 1, et l'on a

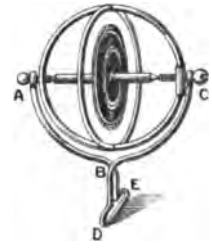
$$(\cos\theta_0 - \cos\theta_1)^2 < \frac{2aD}{b^2 r_0^2},$$

On peut donc prendre r_0 assez grand pour que θ_1 et, par suite, θ diffèrent de θ_0 d'aussi peu qu'on le veut.

4° *Théorie du pied équilibriste ou gyroscope Gervat.* Les calculs précédents s'appliquent au mouvement d'un solide de révolution assujetti à des liaisons quelconques, sans frottement, qui s'expriment analytiquement par une équation de la forme $\zeta = f(\theta)$, où ζ est la hauteur du centre de gravité au-dessus d'un plan fixe et θ l'angle de l'axe de révolution avec la verticale; c'est ce qui arrive, par exemple, dans l'appareil suivant qui, au premier abord, paraît assujetti à des liaisons d'une tout autre nature que celles que nous venons d'étudier.

Le pied équilibriste ABCDE (*fig.* 239) est formé d'un fil métallique de

Fig. 239.



$1^{mm},5$ de diamètre environ. Il se compose à peu près d'un demi-cercle vertical ABC muni, au bas, d'un appendice BDE qui a pour but de le faire reposer, sur le plan horizontal, par la partie DE qui est rectiligne et per-

pendiculaire au plan du cercle ABC. En A et C, le fil est doublement recourbé de façon à former deux coussinets qui reçoivent les extrémités de l'axe de la toupie gyroscopique. Dans cette position, le plan moyen du tore de la toupie passe par DE : le centre de gravité de la toupie est sur son axe dans le plan mené par DE perpendiculairement à l'axe AC.

Si la toupie ne tourne pas, l'équilibre est instable, le tout bascule autour de DE. Mais si la toupie tourne sur elle-même avec une grande vitesse (environ cinquante tours par seconde), le système semble être en équilibre stable quand le plan DBE est vertical. De là le nom de *pied équilibriste* donné par l'inventeur à ce jouet. En réalité, le pied exécute autour de la position apparente d'équilibre des oscillations manifestées par un son.

La masse de la toupie étant très grande par rapport à celle de la monture et du pied, négligeons complètement ces dernières : la monture et le pied, ayant alors une masse nulle, ne servent qu'à établir entre la toupie et le plan une liaison géométrique qui s'exprime comme il suit. Appelons ζ la distance du centre de gravité G de la toupie au plan horizontal, l la longueur de la perpendiculaire abaissée de ce point G sur DE; quand l'appareil s'incline autour de DE, l'axe de la toupie fait avec la verticale ascendante un angle θ et l'on a $\zeta = l \sin\theta$. Cette relation étant identique à celle qui se présente dans le cas d'une pièce de monnaie mobile sur un plan horizontal, les équations du mouvement dans le cas actuel se déduisent des équations générales précédentes en supposant $f(\theta) = l \sin\theta$. La remarque de Puiseux s'applique : en supposant r_0 suffisamment grand, θ reste aussi voisin qu'on le veut de θ_0. (Pour les détails de la discussion, *voir* un article de M. Carvallo, *Bulletin de la Société mathématique*, t. XXI; 1893.)

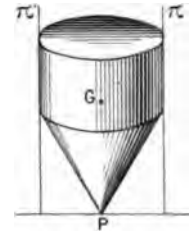
416. Remarque de Thomson. — Nous venons de voir que si le corps est animé d'une rotation rapide autour de son axe, puis posé sur le plan sans vitesse imprimée au centre de gravité, le mouvement est stable, en ce sens que l'angle de l'axe de rotation avec la verticale est sensiblement constant. Il est très remarquable que, si l'on impose de nouvelles liaisons au corps, ces liaisons, au lieu de renforcer la stabilité, peuvent la faire disparaître

Prenons, par exemple, une toupie dont la surface latérale est en partie un cylindre de révolution, et plaçons-la entre deux plans verticaux fixes, II et II', parfaitement polis, parallèles au plan $\xi O \zeta$, de telle façon que l'axe Gz de la toupie soit assujetti à rester dans un plan fixe parallèle au plan $\xi O \zeta$. Dans ces conditions, l'angle ψ est constant et égal à $\frac{\pi}{2}$; $\psi' = 0$. La mise en équation est la même que précédemment, à condition de tenir compte de cette condition $\psi = \frac{\pi}{2}$, de faire $f(\theta) = l \cos\theta$, puisqu'il s'agit d'une toupie, et d'ajouter aux forces extérieures les réactions normales

des deux plans Π et Π', réactions qui sont horizontales et rencontrent l'axe Gz du corps.

La vitesse initiale du centre de gravité G étant nulle, la projection horizontale Q de ce point est fixe.

Fig. 240.



Le théorème des forces vives appliqué au mouvement absolu donne [première équation (6) où $\psi' = 0, f(\theta) = l\cos\theta$]

$$\theta'^2(1 + cl^2\sin^2\theta) = \alpha - al\cos\theta.$$

Si l'on suppose la toupie animée au début d'une rotation r_0 autour de son axe de figure supposé immobile, θ' doit être nul pour $\theta = \theta_0$. On a donc $\alpha = al\cos\theta_0$,

$$\theta'^2(1 + cl^2\sin^2\theta) = al(\cos\theta_0 - \cos\theta).$$

Comme le second membre doit être positif, θ partant de θ_0 ne peut que croître, et la toupie se renverse. On a en outre $\varphi' = r_0$.

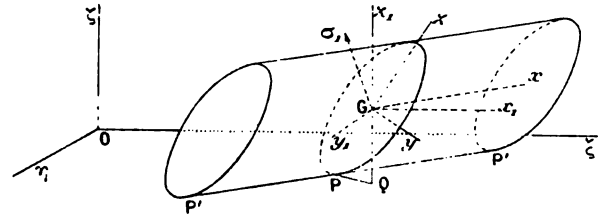
La même remarque s'applique au *pied équilibriste* (p. 270) : si l'on empêche la base DE de tourner, en la plaçant dans une fente du parquet, l'appareil se renverse.

417. Corps pesant touchant, par une surface cylindrique, un plan horizontal poli. — Le corps va toucher le plan horizontal tout le long d'une génératrice PP'. Prenons les mêmes axes fixes $O\xi, \eta, \zeta$ et les mêmes axes mobiles Gx_1, y_1, z_1 que dans la question précédente; puis choisissons pour axes liés au corps la parallèle Gx aux génératrices du cylindre menée par le centre de gravité, et deux axes rectangulaires Gy et Gz dans le plan de la section droite. La perpendiculaire $\zeta = GQ$ abaissée du point G sur le plan horizontal fait avec Gz l'angle appelé θ : la forme de la section droite étant donnée, on aura encore une relation géométrique de la forme $\zeta = f(\theta)$. De plus, l'axe Gx étant parallèle au plan horizontal est dans le plan x_1Gy_1, l'angle d'Euler φ est nul. Les expressions de p, q, r deviennent donc

$$(10) \qquad p = \theta', \qquad q = \psi'\sin\theta, \qquad r = \psi'\cos\theta.$$

On voit que la projection horizontale Q du centre de gravité est encore animée d'un mouvement rectiligne et uniforme, car les seules forces exté-

Fig. 241.



rieures, poids et réactions normales du plan, sont verticales. Le cas général peut se ramener au cas où Q est immobile.

Actuellement, les axes Gx, y, z n'étant pas principaux, la force vive du corps dans son mouvement autour du centre de gravité est

$$2T = Ap^2 + Bq^2 + Cr^2 + 2Dqr + 2Erp + 2Fpq,$$

et les projections du moment résultant $G\sigma_1$ des quantités de mouvement relatives sur les axes Gx, y, z sont

$$\frac{\partial T}{\partial p}, \quad \frac{\partial T}{\partial q}, \quad \frac{\partial T}{\partial r}.$$

Le théorème des forces vives appliqué au mouvement absolu donne donc, d'après le théorème de Kœnig et les valeurs de p, q, r,

$$(11) \quad \left\{ \begin{aligned} &[A - Mf'^2(\theta)]\theta'^2 \\ &\quad + (B\sin^2\theta + C\cos^2\theta + 2D\sin\theta\cos\theta)\psi'^2 \\ &\qquad + 2(E\sin\theta + F\cos\theta)\theta'\psi' = -2Mgf(\theta) + h. \end{aligned} \right.$$

D'autre part, la somme des moments des forces, par rapport à l'axe Gz_1, est nulle. La projection sur Gz_1 du moment résultant $G\sigma_1$ des quantités de mouvement relatives est donc constante. Ce qui donne

$$\gamma\frac{\partial T}{\partial p} + \gamma'\frac{\partial T}{\partial q} + \gamma''\frac{\partial T}{\partial r} = K.$$

Actuellement, comme φ est nul, les trois cosinus $\gamma, \gamma', \gamma''$ sont $\gamma = 0$, $\gamma' = \sin\theta$, $\gamma'' = \cos\theta$. On a donc

$$\sin\theta(Bq + Fp + Dr) + \cos\theta(Cr + Dq + Ep) = K$$

ou, enfin,

$$(12) \quad (B\sin^2\theta + C\cos^2\theta + 2D\sin\theta\cos\theta)\psi' + (F\sin\theta + E\cos\theta)\theta' = K,$$

Ces deux équations donnent θ et ψ en fonction de t. L'élimination de ψ' donne une équation de la forme

$$\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 - \Psi(\theta) = 0,$$

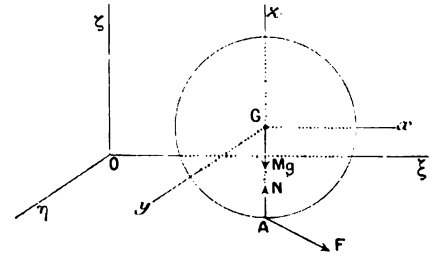
d'où l'on tire $\frac{d\theta}{dt}$ en fonction de θ, puis t en fonction de θ par une quadrature. On a ensuite ψ en fonction de θ par une autre quadrature. L'angle θ ne peut prendre que des valeurs rendant positive la quantité $\Psi(\theta)$. Nous laissons au lecteur le soin de faire cette discussion et de chercher, comme précédemment, le lieu du point P projection du centre de gravité sur la génératrice de contact.

Si le corps est un prisme reposant par une arête PP′ sur le plan, on pourra prendre le plan GPP′ pour plan des xz : alors $GQ = \zeta = l\cos\theta$, l désignant GP.

Remarque. — Le corps étant abandonné à lui-même sans vitesse, cherchons s'il peut arriver que la génératrice de contact PP′ se déplace parallèlement à elle-même. (Agrégation, 1893.) Dans cette hypothèse, les valeurs initiales de θ' et ψ' sont nulles, et il faut voir si ψ' peut rester nul pendant toute la durée du mouvement. On a donc $K = 0$; comme θ' n'est pas nul, l'équation (12) montre que, pour que ψ' reste constamment nul, il faut et il suffit que $E = 0$, $F = 0$: cela veut dire que le plan de la section droite yGz mené par G est un plan principal d'inertie relatif au point G.

418. Mouvement avec frottement d'une sphère homogène pesante sur un plan horizontal (bille de billard). — Prenons dans le plan horizontal, sur lequel se meut la sphère, deux axes fixes $O\xi$, $O\eta$; nous pren-

Fig. 242.



drons pour axe des ζ une verticale dirigée vers le haut. La bille est soumise à deux forces : son poids Mg appliqué en son centre G et la réaction du plan appliquée au point de contact A ; cette dernière force a une composante verticale N et une composante horizontale F, dont les projections sur les axes $O\xi$ et $O\eta$ sont X et Y.

Les équations du mouvement du centre de gravité sont ainsi

$$(1) \qquad M\frac{d^2\xi}{dt^2} = X, \qquad M\frac{d^2\eta}{dt^2} = Y, \qquad M\frac{d^2\zeta}{dt^2} = -Mg + N;$$

ζ étant constant, la dernière donne

$$N = Mg;$$

la composante normale de la réaction est donc toujours égale au poids de la bille. Les lois du frottement de glissement montrent alors que la composante tangentielle F a une intensité constante

$$F = fMg.$$

Pour un observateur entraîné par le centre de gravité, la sphère semble tourner autour de ce point; soit ω la vitesse instantanée à l'époque t, nous désignerons par p, q, r ses composantes suivant trois axes Gx, y, z *parallèles aux axes fixes* menés par le centre de la sphère. Nous appliquerons dans ce mouvement relatif le théorème des moments des quantités de mouvement par rapport aux axes z, x et y. La vitesse relative d'un point quelconque $m(x, y, z)$ ayant pour projections

$$V_x = qz - ry, \qquad V_y = rx - pz, \qquad V_z = py - qx,$$

le moment de la quantité de mouvement de ce point, par rapport à Gz, a pour expression

$$m(xV_y - yV_x) = rm(x^2 + y^2) - pmxz - qmyz.$$

Faisons la somme de toutes les quantités analogues pour les divers points de la sphère, nous aurons

$$\Sigma m(xV_y - yV_x) = MK^2 r,$$

puisque les sommes Σmxz, Σmyz sont nulles et que $\Sigma m(x^2 + y^2)$ est le moment d'inertie MK^2 de la sphère par rapport à un diamètre. Les forces appliquées à la bille rencontrent toutes deux Oz, par conséquent on a l'équation

$$\frac{d}{dt}(MK^2 r) = 0$$

qui montre que la composante verticale de la rotation reste constante.

Par un calcul semblable, nous aurons, pour les axes Gx et Gy,

$$(2) \qquad MK^2\frac{dp}{dt} = RY, \qquad MK^2\frac{dq}{dt} = -RX,$$

où les seconds membres sont les moments de F par rapport aux axe: et Gy.

Appliquons maintenant la deuxième loi du frottement, savoir que : en sens inverse de la vitesse du point de la sphère qui est en A. La vi absolue de ce point est la résultante de sa vitesse d'entraîne $\left(\frac{d\xi}{dt}, \frac{d\eta}{dt}, \frac{d\zeta}{dt}\right)$ et de sa vitesse relative $V_x = -qR$, $V_y = +pR$, V_z si donc nous désignons par u et v les projections de la vitesse che sur $O\xi$ et $O\eta$, nous aurons

$$u = \frac{d\xi}{dt} - qR, \qquad v = \frac{d\eta}{dt} + pR;$$

il nous faut exprimer que X et Y sont proportionnels à u et v,

$$\frac{u}{v} = \frac{X}{Y}.$$

Nous allons en déduire que la vitesse (uv) du point qui est en A a direction fixe. Nous avons, en effet, en différentiant les dernières tions

$$\frac{du}{dt} = \frac{d^2\xi}{dt^2} - R\frac{dq}{dt}, \qquad \frac{dv}{dt} = \frac{d^2\eta}{dt^2} + R\frac{dp}{dt};$$

dans ces équations, remplaçons $\frac{d^2\xi}{dt^2}$, $\frac{d^2\eta}{dt^2}$, $\frac{dp}{dt}$, $\frac{dq}{dt}$ par leurs valeur: duites de (1) et (2) nous aurons

$$(3) \qquad \frac{du}{dt} = \frac{X}{M} + \frac{R^2}{MK^2}X, \qquad \frac{dv}{dt} = \frac{Y}{M} + \frac{R^2}{MK^2}Y,$$

d'où nous tirons, par division,

$$\frac{du}{dv} = \frac{X}{Y},$$

et, par conséquent,

$$\frac{du}{dv} = \frac{u}{v},$$

ou, en intégrant,

$$\frac{u}{v} = \text{const.}$$

La force de frottement est ainsi constante en grandeur et directio mouvement du point G se faisant sous l'action de cette seule force, l jectoire de ce point est une parabole.

Les composantes X, Y de la force de frottement étant constante projections u, v de la vitesse du point qui est en A sont, d'après les

tions (3), des fonctions linéaires du temps. Ces quantités u, v décroissent en valeurs absolues. Si nous supposons, par exemple, u positif, X est négatif d'après les lois du frottement; il en est de même de $\frac{du}{dt}$, et la composante u décroît : elle arrivera nécessairement à zéro au bout d'un temps fini T, puisqu'elle dépend linéairement du temps; si u était négatif, X serait positif et ce serait en croissant que u s'approcherait de zéro. Puisque le rapport $\frac{u}{v}$ est constant, les deux composantes de la vitesse s'annulent au même instant. A partir de ce moment T il n'y a plus de glissement, et le roulement, accompagné de pivotement, qui se produit alors, est stable; car si en dérangeant la bille on produisait un petit glissement, d'après ce qui précède, le glissement disparaîtrait dans un temps très court.

A partir de l'instant T le mouvement est donc un roulement avec pivotement. La réaction tangentielle du plan est alors une force F, de direction inconnue, assujettie à la condition $F < fN$. Nous allons voir que, si l'on néglige le frottement de roulement et pivotement, le mouvement du centre de gravité devient, à partir de l'instant T, *rectiligne et uniforme* et F devient *nul*. En effet, si nous continuons à appeler X et Y les projections de F dans cette deuxième phase, les équations (1) et (2) subsistent sous la même forme. Si entre ces équations nous éliminons X et Y, nous aurons

$$(4) \qquad \frac{d^2\xi}{dt^2} + \frac{K^2}{R}\frac{dq}{dt} = 0, \qquad \frac{d^2\eta}{dt^2} - \frac{K^2}{R}\frac{dp}{dt} = 0.$$

Comme, dans cette nouvelle phase, il y a roulement et pivotement, les quantités u et v sont nulles et l'on a

$$\frac{d\xi}{dt} - qR = 0, \qquad \frac{d\eta}{dt} + pR = 0.$$

Tirant de là p et q pour les porter dans (4), on trouve

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} = 0, \qquad \frac{d^2\eta}{dt^2} = 0.$$

Le mouvement de G est donc rectiligne et uniforme, et les équations (1) montrent que X et Y et, par suite, F sont nuls.

Suivant une remarque de Coriolis, les équations (4) étant obtenues par l'élimination de X et Y ont lieu quelle que soit la réaction tangentielle du plan : elles s'appliquent donc pendant toute la durée du mouvement, aussi bien à la première qu'à la deuxième phase. Or ces équations s'intègrent immédiatement et donnent

$$(5) \qquad \frac{d\xi}{dt} + \frac{K^2}{R}q = a; \qquad \frac{d\eta}{dt} - \frac{K^2}{R}p = b.$$

Pour interpréter ces formules, prenons un point H situé au-dessus du centre à une distance $GH = \frac{K^2}{R} = \frac{2}{5}R$, ses coordonnées relatives à Gx, y, z seront o, o, $\frac{K^2}{R}$; il en résulte que les premiers membres des équations précédentes sont les projections sur $O\xi$ et $O\eta$ de la vitesse absolue du point de la bille qui à l'instant considéré est en H; on voit que la vitesse de ce point est constante en grandeur et en direction : elle peut être considérée comme donnée par l'état initial du mouvement et est indépendante de toute hypothèse sur la loi de la force tangentielle F. En particulier, dans le mouvement final (deuxième phase), u et v sont nuls et l'on a

$$\frac{d\xi}{dt} = qR, \qquad \frac{d\eta}{dt} = -pR;$$

en portant ces valeurs de p et q dans les équations (5), il vient

$$a = \left(1 + \frac{K^2}{R^2}\right)\frac{d\xi}{dt}, \qquad b = \left(1 + \frac{K^2}{R^2}\right)\frac{d\eta}{dt},$$

et, comme $\frac{K^2}{R^2} = \frac{2}{5}$, les composantes de la vitesse finale du centre de gravité sont

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{5}{7}a, \qquad \frac{d\eta}{dt} = \frac{5}{7}b;$$

ces composantes sont ainsi connues en fonction des conditions initiales qui, d'après (5), servent à calculer a et b.

Par exemple, il peut arriver que, dans les équations (5), les valeurs initiales de $\frac{d\xi}{dt}$, $\frac{d\eta}{dt}$ soient positives, mais que les valeurs initiales de p et q soient choisies de telle façon que a et b soient négatifs. Alors, au début, le centre de gravité, supposé situé dans l'angle positif $\xi O\eta$, s'éloigne du point O; mais dans la phase finale $\frac{d\xi}{dt}$, $\frac{d\eta}{dt}$ sont négatifs et la bille revient enroulant et pivotant de façon à se rapprocher de O.

EXERCICES.

1. Dans le mouvement d'un corps pesant de révolution assujetti à glisser sans frottement sur un plan horizontal, l'axe de révolution peut-il passer par la verticale? Quelles doivent être les conditions initiales pour qu'il en soit ainsi?

2. 1° Une plaque pesante ABC dont le périmètre contient un segment rectiligne AB s'appuie par ce côté AB sur un plan fixe qui est horizontal et sur lequel AB glisse sans frottement.

Cette plaque, qui est immobile à l'origine du temps, est abandonnée à l'action de la pesanteur.

On demande la condition nécessaire et suffisante pour que, pendant le mouvement, le côté rectiligne AB se déplace parallèlement à sa position initiale.

2° La condition demandée est, en particulier, satisfaite pour une plaque homogène dont le périmètre est une demi-circonférence de cercle.

On considère une plaque homogène, demi-circulaire, dont le rayon est égal à 1^m; on suppose, en outre, qu'à l'origine du temps la plaque est immobile et fait avec le plan horizontal un angle de 30°.

On demande de trouver, dans ces hypothèses particulières, une limite supérieure et une limite inférieure du temps qui s'écoule depuis l'origine jusqu'à l'instant où la plaque semi-circulaire vient coïncider avec le plan horizontal.

(*Agrégation*, 1893).

3. *Équations du mouvement d'un corps pesant sur un plan horizontal parfaitement poli.* — On suppose le corps terminé par une surface convexe quelconque S, définie comme il suit. Soient $Gxyz$ les axes principaux d'inertie relatifs au centre de gravité : menons un plan tangent P à la surface S et appelons γ, γ', γ'' les cosinus des angles que fait la normale Gz_1 au plan P avec les axes $Gxyz$; la distance ζ du plan tangent P au point G est une fonction connue de γ, γ', γ'', et les coordonnées x, y, z du point de contact sont également des fonctions connues de γ, γ', γ'' : par exemple, si S est un ellipsoïde ayant des axes a, b, c dirigés suivant $Gxyz$, on a pour ζ la valeur $\sqrt{a^2\gamma^2+b^2\gamma'^2+c^2\gamma''^2}$.

Supposons alors le corps placé sur un plan horizontal fixe P et prenons les mêmes axes fixes $G\xi\eta\zeta$ que dans le cas où la surface S est de révolution (n° 414).

Appelons θ, φ, ψ les angles d'Euler du trièdre $Gxyz$ avec le trièdre $Gx_1y_1z_1$ parallèle aux axes fixes. Le corps étant tangent au plan horizontal, la verticale Gz_1 est perpendiculaire au plan tangent et le ζ du centre de gravité est une fonction connue des cosinus γ, γ', γ'' qui ont pour valeurs $\sin\theta\sin\varphi$, $\sin\theta\cos\varphi$, $\cos\theta$. On a donc

$$\zeta = f(\theta, \varphi);$$

de plus les coordonnées x, y, z du point de contact par rapport aux axes $Gxyz$ sont aussi des fonctions connues de θ et φ.

D'après cela la position du corps dépend de cinq paramètres ξ, η, θ, φ, ψ.

Les seules forces extérieures étant le poids et la réaction normale R dirigée parallèlement à Gz_1, on a d'abord (mouvement de G)

$$M\frac{d^2\xi}{dt^2} = 0, \qquad M\frac{d^2\eta}{dt^2} = 0, \qquad M\frac{d^2\zeta}{dt^2} = R - Mg.$$

On appliquera ensuite les équations d'Euler au mouvement relatif autour de G. Les seconds membres L, M, N de ces équations sont les moments de la réaction R par rapport aux axes Gx, Gy, Gz. Or R a pour projections sur ces axes $R\gamma$, $R\gamma'$, $R\gamma''$ et est appliqué au point de contact de coordonnées x, y, z.

Donc L, M, N ont pour valeurs $R(y\gamma''-z\gamma')$, $R(z\gamma-x\gamma'')$, $R(x\gamma'-y\gamma)$, où les trois parenthèses qui multiplient R sont des fonctions connues de θ et φ. On a ainsi six équations pour définir ξ, η, θ, φ, ψ et R en fonction du temps. La projection horizontale de G est animée d'un mouvement rectiligne uniforme. On a, en outre, deux intégrales premières fournies par les théorèmes généraux :

1° forces vives

$$M\zeta'^2 + Ap^2 + Bq^2 + Cr^2 = -2Mg\zeta + h.$$

Dans le mouvement autour de G la somme des moments des quantités de mouvement par rapport à Gz_1 est constante

$$Ap\sin\theta\sin\varphi + Bq\sin\theta\cos\varphi + Cr\cos\theta = k.$$

4. Comment faut-il modifier les formules de l'exercice précédent quand le corps pesant est limité par une portion de surface développable et touche alors le plan horizontal tout le long d'une génératrice de cette surface?

5. Mouvement d'un cône droit de révolution homogène et pesant glissant sans frottement sur un plan horizontal.

Le cône va toucher le plan suivant une génératrice : le centre de gravité étant sur l'axe du cône on pourra prendre cet axe pour axe Gz. La Géométrie montre que ζ et θ sont constants : d'ailleurs $A = B$. Les réactions du plan rencontrant toutes l'axe du cône Gz, on a $r = r_0$; les théorèmes des forces vives et des moments montrent alors que φ' et ψ' sont constants. Les angles φ et ψ varient donc proportionnellement à t.

6. Trouver le mouvement du cône de l'exercice précédent en supposant qu'on ait fixé sur la base du cône deux points matériels égaux diamétralement opposés.

Alors A et B ne sont plus égaux. On obtient quatre intégrales premières en appliquant le théorème du mouvement du centre de gravité G, le théorème des forces vives et celui des moments par rapport à Gz_1.

7. Une sphère creuse, pesante et homogène, glisse sans frottement sur un plan horizontal. Un point M pesant glisse sans frottement à l'intérieur de la sphère. Mouvement du système.

Réponse. — Le mouvement du système dépend de 7 paramètres : 2 pour fixer la position du centre de la sphère; 3 pour fixer la position de la sphère autour de son centre, et 2 pour fixer la position du point mobile sur la sphère.

Remarquons d'abord que le mouvement de la sphère autour de son centre C (qui est son centre de gravité) est immédiatement connu. Les forces qui sollicitent la sphère, considérée comme un système isolé, sont, en effet, son poids, la réaction du plan et la réaction du point mobile, toutes passant par le centre C. D'après le théorème des moments des quantités de mouvement généralisé, le moment total des quantités de mouvement par rapport au point C est donc constant, et le mouvement de la sphère autour de son centre est une rotation uniforme autour d'un axe passant par C et fixe dans la sphère et l'espace.

Dès lors il suffira de quatre intégrales pour achever de déterminer le mouvement. Deux intégrales sont données par le théorème du mouvement du centre de gravité qui montre que la projection horizontale du centre de gravité du système est animée d'une translation rectiligne et uniforme.

Rapportons alors le système à trois axes de directions fixes ayant pour origine la projection g du centre de gravité G sur le plan horizontal qui contient le centre de la sphère, soit (gx_1, gy_1, gz_1), gz_1 étant vertical. Pour étudier le mouvement par rapport à ces nouveaux axes, il n'y aura pas à changer les forces extérieures appliquées au système, parce que le nouveau trièdre est animé par rapport à l'ancien d'un mouvement de translation rectiligne et uniforme.

Soient m' la masse de la sphère, m celle du point. On a, en désignant par R

le rayon de la sphère,

$$CG = \lambda = \frac{m}{m' + m} R, \qquad MG = \mu = \frac{m'}{m' + m} R.$$

La position des deux points M et G est définie par l'angle θ de la projection horizontale de CG avec gx_1 et l'angle φ de CG avec gz_1. Le mouvement du point C est le même que si ce point était un point matériel de masse m' auquel seraient appliquées toutes les forces extérieures appliquées à la sphère (pesanteur, réaction normale du plan horizontal, réaction du point M sur la sphère dirigée selon MC). Si l'on applique au système le théorème des moments des quantités de mouvement par rapport à gz_1 et le théorème des forces vives, on obtient deux intégrales premières qui définissent θ et φ en fonction de t

$$\sin^2\varphi\theta' = \text{const.},$$

$$(m'\lambda^2 + m\mu^2)\sin^2\varphi\theta'^2 + [(m'\lambda^2 + m\mu^2)\cos^2\varphi + mR^2\sin^2\varphi]\varphi'^2$$
$$= -2mgR\cos\varphi + \text{const.}$$

Si l'on élimine θ' entre ces deux équations, on a t en φ par une quadrature.

[PAINLEVÉ, *Leçons sur l'intégration des équations de la Mécanique* (Hermann).]

8. *Mouvement d'une sphère pesante et homogène glissant sans frottement sur un ellipsoïde de révolution à axe vertical* Oz.

Réponse. — Les forces extérieures appliquées à la sphère sont la pesanteur et la réaction de l'ellipsoïde (normale à la surface) : ces forces passant par le centre C de la sphère, le mouvement de la sphère autour de ce point est un mouvement de rotation uniforme autour d'un axe fixe dans l'espace et dans la sphère.

Quant au mouvement du centre de gravité C, c'est celui d'un point pesant mobile sur une surface de révolution parallèle à l'ellipsoïde donné (n° 276). Le théorème des forces vives et le théorème des moments appliqué à Oz donnent deux intégrales premières qui déterminent le mouvement.

(PAINLEVÉ, *ibid.*, p. 31.)

9. Un corps solide pesant et homogène admet un axe de symétrie. Cet axe a un point fixe O, et il est assujetti à glisser sans frottement sur un cercle fixe horizontal dont le centre est sur la verticale de O. Mouvement du système.

L'axe de symétrie Oz est un axe principal d'inertie relativement au point O.

Soient Ox et Oy les deux autres axes principaux d'inertie relatifs à O, Oz_1 la verticale du point O, Ox_1 et Oy_1 deux horizontales rectangulaires fixes, OI la trace du plan yOx sur le plan y_1Ox_1.

L'angle $\widehat{z_1Oz}$ est constant par suite des liaisons. La position du solide dépend donc de deux paramètres

$$\widehat{x_1OI} = \psi \qquad \text{et} \qquad \widehat{IOx} = \varphi.$$

Le centre de gravité G du solide est sur Oz; son z_1 est constant, et, par suite, le travail de la pesanteur est nul.

Le théorème des forces vives et le théorème des moments des quantités de

mouvement appliqué à Oz_1, que la réaction de O rencontre et à laquelle la pesanteur est parallèle, donnent deux intégrales premières du mouvement

$$Ap^2 + Bq^2 + Cr^2 = h,$$
$$Ap \sin\theta_0 \sin\varphi + Bq \sin\theta_0 \cos\varphi + Cr \cos\theta_0 = K.$$

D'ailleurs on a

$$p = \psi' \sin\theta_0 \sin\varphi, \qquad q = \psi' \sin\theta_0 \cos\varphi, \qquad r = \psi' \cos\theta_0 + \varphi'.$$

Remplaçant et éliminant ψ', on a t en φ par une quadrature.

(PAINLEVÉ, *ibid.*, p. 32.)

10. Un solide de révolution pesant et homogène est traversé suivant son axe par une aiguille qui lui est invariablement liée et dont les extrémités glissent sans frottement sur deux règles L et L' non parallèles. Mouvement de ce corps.

Réponse. — La position du système dépend de deux paramètres : un pour déterminer la position de l'aiguille de longueur constante AB, et un pour fixer l'orientation du solide autour de cette droite.

Le théorème des forces vives donne une intégrale première du mouvement.

D'autre part, les forces extérieures, à savoir la pesanteur et les réactions des règles, ont un moment nul par rapport à l'axe de révolution AB; si donc on étudie le mouvement du solide autour de son centre de gravité G, point pour lequel AB est axe principal d'inertie, l'une des équations d'Euler montre que la composante r suivant AB de la rotation instantanée du solide dans ce mouvement est constante. D'où encore une intégrale première du mouvement.

Ainsi le mouvement dépend de deux paramètres, et l'on en a deux intégrales premières.

Pour faire le calcul, on prendra pour axe des z la perpendiculaire commune aux deux droites L et L'; pour origine le milieu de leur plus courte distance; pour plan des xy un plan perpendiculaire à Oz; pour axes des x et des y les bissectrices des projections de L et L' sur ce plan.

En appelant θ l'angle que fait avec Ox la projection de l'aiguille sur le plan des xy, et ψ l'angle que fait un plan passant par l'aiguille et lié au solide avec le plan projetant l'aiguille sur le plan des xy, on arrive à des expressions de la forme

$$t = \int \sqrt{\frac{a \cos^2\theta + b \sin^2\theta + C}{a' \cos^2\theta + b' \sin^2\theta + C'}}\, d\theta,$$
$$\psi + \theta \cos\alpha = \lambda t + \mu,$$

λ et μ étant des constantes, et α désignant l'angle constant de l'aiguille avec Oz.

Ce qui précède s'applique au cas où les droites L et L' se rencontrent. Il faut examiner à part le cas particulier où les deux droites sont parallèles.

[PAINLEVÉ, *Leçons sur l'intégration des équations de la Mécanique* (Hermann), p. 36; 1895.]

11. Un corps solide pesant a deux de ses points A et B qui glissent sans frottement sur deux droites fixes parallèles L et L'. Mouvement du système.

Le centre de gravité G du solide n'est plus en général sur la droite AB. Soit P

le pied de la perpendiculaire abaissée de G sur AB. Le point P décrit une droite parallèle à L, L' et que nous prenons pour axe des z. L'axe Ox est une perpendiculaire à L et L' menée dans le plan de ces droites.

Les deux paramètres par lesquels on peut définir la position du système sont ζ, le z de G, et ψ l'angle du demi-plan ABG avec le demi-plan ABz, compté positivement de gauche à droite autour de la direction AB.

Le théorème du mouvement du centre de gravité appliqué à Oz nous donne une première intégrale du mouvement : en effet, les réactions en A et B étant normales à L et à L', on a

$$M\frac{d^2\zeta}{dt^2} = M\gamma$$

en désignant par α, β, γ les composantes suivant Ox, Oy, Oz de la pesanteur qui s'exerce sur l'unité de masse); donc

$$\zeta = \tfrac{1}{2}\gamma t^2 + \lambda t + \mu.$$

Le théorème des forces vives nous fournit une autre intégrale où figurent ψ, ζ et ζ'. Si l'on y remplace ζ et ζ' en fonction de t, on trouve que t s'élimine et que ψ dépend de t par une quadrature.

On trouve

$$\psi'^2[A + \cos^2\psi] = B\cos\psi + C\sin\psi + h,$$

en désignant par A, B, C des constantes (PAINLEVÉ, *ibid.*, p. 38).

12. Les extrémités A et A' d'une barre homogène pesante de longueur $2l$ et de masse M sont assujetties à glisser sans frottement sur deux plans horizontaux fixes ayant pour équations $z = \pm a$: chaque point de cette barre est attiré par l'origine O proportionnellement à sa masse et à sa distance. Trouver le mouvement de la barre et les réactions des plans.

On appellera ξ et η les coordonnées du centre de gravité G de la barre dans le plan xOy, θ l'angle constant que fait la barre avec la verticale, φ l'angle que fait la projection de la barre sur le plan xOy avec l'axe Ox et μ l'attraction du point O sur l'unité de masse à l'unité de distance.

Chercher la surface décrite par la barre quand la valeur initiale de $\frac{d\varphi}{dt}$ est égale à μ (Dans certains cas particuliers cette surface est un hyperboloïde).

(*Licence.*)

13. On considère un corps solide S pesant, ayant la forme d'un cône droit dont le rayon de base est R. Le centre de gravité de ce corps est situé en un point O de l'axe de révolution du cône, à une distance R de sa base. L'ellipsoïde d'inertie du corps S relatif au centre de gravité O est une sphère.

Le cône S est mobile autour de son centre de gravité O, supposé fixe, et la circonférence de sa base est tangente à un plan horizontal fixe II situé au-dessous du point O à une distance R de ce point.

Étudier le mouvement du corps S en supposant que la circonférence de base du cône glisse avec frottement sur le plan II.

Calculer la réaction du plan II et celle du point fixe O.

Conditions initiales. — Soient OO′ la perpendiculaire abaissée du point O sur le plan II et OC la position initiale de la perpendiculaire abaissée du point O sur la base du cône :

A l'époque $t = 0$, l'axe instantané de rotation est situé dans l'angle COO′, et le sens de la rotation initiale est choisi de telle sorte que le corps S appuie sur le plan II. (*Agrégation*, 1895.)

14. Dans le mouvement d'un corps pesant de révolution autour d'un point de son axe, la variation de ψ, correspondant à une période d'oscillation de θ, est de même signe que la variation élémentaire de ψ au moment où θ atteint son maximum. (HALPHEN ; *voir* Hadamard, *Bulletin de M. Darboux*, 1895.)

CHAPITRE XXII.

MOUVEMENT RELATIF.

I. — THÉORÈMES GÉNÉRAUX.

419. Équations du mouvement relatif d'un point. — Les équations de Lagrange permettent, comme on l'a vu, de trouver le mouvement relatif d'un point par rapport à un système animé d'un mouvement connu (nos 258, 263, 278) et nous verrons plus loin que ces mêmes équations s'appliquent au mouvement relatif des systèmes. Une théorie particulière du mouvement relatif n'est donc pas indispensable; néanmoins, à cause de l'importance de la question, nous la traiterons directement.

Le problème se pose comme il suit : soit un système de forme invariable, S, animé d'un mouvement connu et un point matériel m sollicité par certaines forces, trouver le mouvement relatif de ce point par rapport au système S qu'on appelle *système de comparaison*. Pour définir le mouvement du système de comparaison S, il suffit, comme nous l'avons fait en Cinématique (n° 43) de définir le mouvement de trois axes $Oxyz$ invariablement liés à ce système. Le point m possède, à chaque instant, une vitesse absolue V_a une vitesse relative V_r par rapport au système de comparaison et une vitesse d'entraînement V_e; entre ces trois vecteurs a lieu la relation géométrique

$$(V_a) = (V_r) + (V_e).$$

Pour les accélérations on a une formule analogue avec un terme de plus : soient J_a l'accélération absolue, J_r l'accélération relative, J_e l'accélération d'entraînement et J' un certain vecteur appelé *accélération complémentaire,* on a l'égalité géométrique (n° 57)

$$(1) \qquad (J_a) = (J_r) + (J_e) + (J').$$

Ces résultats étant rappelés, venons au problème qui nous occupe actuellement. La résultante F des forces agissant sur le point m est égale à l'accélération absolue J_a du point multiplié par la masse m. On a donc d'après (1) la nouvelle égalité géométrique

$$(2) \qquad (F) = (mJ_r) + (mJ_e) + (mJ').$$

d'où

$$(3) \qquad (mJ_r) = (F) - (mJ_e) - (mJ').$$

Cette égalité géométrique se traduit algébriquement par trois équations obtenues en projetant les vecteurs considérés sur les axes mobiles; on obtient ainsi ce qu'on appelle les *équations du mouvement relatif*. Les projections de J_r sur les axes mobiles $Oxyz$ sont $\frac{d^2x}{dt^2}$, $\frac{d^2y}{dt^2}$, $\frac{d^2z}{dt^2}$; nous appellerons X, Y, Z celles de la force F, $(J_e)_x$, $(J_e)_y$, $(J_e)_z$ celles de l'accélération d'entraînement J_e, J'_x, J'_y, J'_z celles de J'. On a alors les trois équations

$$(4) \qquad \left\{ \begin{aligned} m\frac{d^2x}{dt^2} &= X - m(J_e)_x - mJ'_x, \\ m\frac{d^2y}{dt^2} &= Y - m(J_e)_y - mJ'_y, \\ m\frac{d^2z}{dt^2} &= Z - m(J_e)_z - mJ'_z. \end{aligned} \right.$$

Les projections de J_e et J' sont connues, car on connaît le mouvement du système de comparaison S ou mouvement d'entraînement.

Par l'intégration des équations différentielles (4) on obtiendra x, y, z en fonction de t, c'est-à-dire les équations du mouvement relatif cherché sous forme finie.

Pour rappeler la forme des équations différentielles (4) on donne des noms aux deux vecteurs $-(mJ_e)$ et $-(mJ')$ dont les projections figurent dans ces équations.

On appelle *force centrifuge* le vecteur $-(mJ_e)$ égal et opposé au produit de l'accélération d'entraînement par la masse, et *force centrifuge composée* le vecteur $-(mJ')$ égal et opposé au produit de l'accélération complémentaire par la masse.

En résumé : *Les équations du mouvement relatif d'un point*

par rapport aux axes mobiles $Oxyz$ *sont les mêmes que si ces axes étaient fixes et si l'on ajoutait aux forces qui agissent réellement sur le mobile deux forces fictives, la force centrifuge et la force centrifuge composée.*

La définition géométrique de la force centrifuge composée $-(mJ')$ résulte immédiatement de celle de J'. Les projections $-mJ'_x$, $-mJ'_y$, $-mJ'_z$ de cette force sont, d'après les valeurs données pour les projections J'_x, J'_y, J'_z (n° 57),

$$(5)\quad -2m\left(q\frac{dz}{dt}-r\frac{dy}{dt}\right),\quad -2m\left(r\frac{dx}{dt}-p\frac{dz}{dt}\right),\quad -2m\left(p\frac{dy}{dt}-q\frac{dx}{dt}\right),$$

où p, q, r sont les projections sur $Oxyz$ de la rotation instantanée ω du système de comparaison.

419 *bis*. **Force vive relative.** — On peut évidemment faire sur les équations (4) toutes les combinaisons analytiques employées dans l'étude du mouvement absolu.

Par exemple, on formera une combinaison analogue à celle qui conduit au théorème des forces vives, en multipliant ces équations (4) respectivement par dx, dy, dz et ajoutant. Dans cette combinaison les termes provenant de la force centrifuge disparaissent, comme il résulte des expressions (5) et l'on obtient l'équation

$$\frac{dmV_r^2}{2} = X\,dx + Y\,dy + Z\,dz - m(J_e)_x\,dx - m(J_e)_y\,dy - m(J_e)_z\,dz.$$

La différentielle de la demi-force vive relative est donc égale au travail élémentaire des forces appliquées au point et de la force centrifuge. Le fait que le travail de la force centrifuge composée est nul résulte géométriquement de ce que, cette force étant normale à la vitesse relative V_r, est normale au déplacement relatif dx, dy, dz.

420. Équilibre relatif. — On aura les équations de l'équilibre relatif en supposant dans les équations précédentes $\frac{d^2x}{dt^2}$, $\frac{d^2y}{dt^2}$, $\frac{d^2z}{dt^2}$ nuls, ainsi que $\frac{dx}{dt}$, $\frac{dy}{dt}$, $\frac{dz}{dt}$; en conséquence (J') sera nul et l'on aura

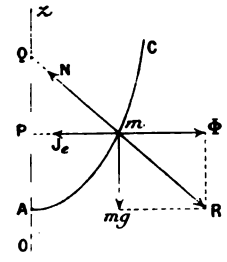
$$X - m(J_e)_x = 0,\qquad Y - m(J_e)_y = 0,\qquad Z - m(J_e)_z = 0;$$

on obtient donc les équations de l'équilibre relatif en écrivant que la force F fait équilibre à la force centrifuge.

Un point x, y, z satisfaisant à ces trois relations est toujours une position d'équilibre relatif, car si l'on y place le mobile, sans vitesse initiale relative, des trois forces, dont deux fictives, qu'on peut considérer comme produisant le mouvement relatif, l'une, la force centrifuge composée, est nulle puisque la vitesse relative est nulle, et les deux autres se font équilibre; le point restera donc au repos relatif.

Application. — Position d'équilibre relatif d'un point pesant pouvant glisser sans frottement sur une courbe plane C tournant autour d'un axe vertical Oz de son plan avec une vitesse angulaire constante ω.

Fig. 243.



(I)

Nous compterons positivement les z de bas en haut.

Les forces agissant réellement sur le point considéré m sont : son poids mg et la réaction normale N. Pour avoir les conditions d'équilibre relatif, nous pouvons regarder la courbe C comme fixe et écrire qu'il y a équilibre entre ces deux forces et la force centrifuge Φ.

Pour calculer cette dernière, nous considérerons le point géométrique du système de comparaison, c'est-à-dire de la courbe C, coïncidant avec m : dans le mouvement d'entraînement ce point décrit le parallèle de rayon $\rho = Pm$; son accélération est, par suite, $\omega^2\rho$ et dirigée de m vers P; la force centrifuge Φ aura donc pour valeur $m\omega^2\rho$ et sera dirigée suivant le prolongement de Pm. Pour qu'il y ait équilibre, il faut et il suffit que les forces Φ et mg aient une résultante R normale à la courbe. Les triangles semblables mPQ, $m\Phi$R donnent

$$PQ = \frac{mg\rho}{\Phi} = \frac{g}{\omega^2}.$$

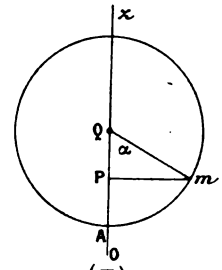
Les positions d'équilibre sont donc les points de la courbe où la sous-

normale est égale à $\frac{g}{\omega^2}$, le pied de la normale étant situé au-*dessus* du point P. Si au point A, où ρ est nul, la tangente est horizontale, ce point est une position d'équilibre quelle que soit la vitesse de rotation.

Supposons, par exemple, que la courbe donnée soit une parabole d'axe vertical tournant autour de cet axe; le sommet est la seule position d'équilibre relatif, à moins que le paramètre de la parabole soit égal à $\frac{g}{\omega^2}$ auquel cas tous les points de la parabole répondent à la question. De là résulte que la surface libre d'un liquide animé d'un mouvement de rotation uniforme autour d'un axe vertical est un paraboloïde de révolution, puisqu'on peut assimiler une molécule liquide de la surface à un point matériel pesant pouvant glisser sans frottement sur la méridienne.

Si la courbe donnée est une circonférence de rayon R ayant (*fig.* 243 II)

Fig. 243.



(II)

son centre Q sur l'axe de rotation, la condition d'équilibre devient

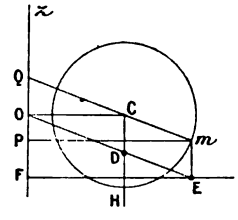
$$QP = R\cos\alpha = \frac{g}{\omega^2}, \qquad \cos\alpha = \frac{g}{\omega^2 R}.$$

Pour qu'il existe une position d'équilibre différente de A, il faut donc que ω soit supérieur à $\sqrt{\frac{g}{R}}$. Lorsque ω croît, α augmente constamment et tend vers $\frac{\pi}{2}$. Ces résultats donnent la théorie du régulateur de Watt dans les machines à vapeur.

Si la courbe donnée est une circonférence de rayon R dont le centre C n'est plus sur l'axe de rotation, il peut y avoir deux ou quatre positions d'équilibre. Proposant la solution analytique comme exercice, nous nous bornerons à la remarque suivante (*fig.* 244). Soient m une position d'équilibre, QP la sous-normale correspondante égale à $\frac{g}{\omega^2}$, O la projection du centre C sur l'axe de rotation Oz. Menons la droite OE égale et parallèle

à Qm et prenons OD = QC, DE = Cm = R. L'axe EF, mené par E perpendiculairement à Oz, occupe une position connue car $OF = QP = \frac{g}{\omega^2}$; l'axe CDH occupe également une position connue, car il est parallèle à Oz; d'ailleurs DE = R. La droite DE est donc une droite de longueur R passant par un point donné O et dont les extrémités E et D s'appuient sur deux axes rectangulaires donnés CH et FE. Pour trouver la position d'équilibre on est donc ramené à ce problème de Géométrie : par un point O mener une droite sur laquelle les deux axes fixes CH et FE interceptent une longueur égale à R; le rayon Cm est parallèle à cette droite. On sait que ce

Fig. 244.



problème de Géométrie admet deux ou quatre solutions, suivant que le point O est à l'extérieur ou à l'intérieur de l'épicycloïde obtenue en prenant l'enveloppe des droites de longueur R dont les extrémités glissent sur les deux axes CH et FE. Cette remarque a été tirée par M. Gilbert des équations d'équilibre [*Application des équations de Lagrange au mouvement relatif* (*Annales de la Société scientifique de Bruxelles*, 1883)].

Remarque. — Si l'on voulait chercher le mouvement du point sur la courbe mobile, il suffirait d'appliquer le théorème des forces vives au mouvement relatif, en remarquant que le travail élémentaire du poids est $-mg\,dz$, celui de la force centrifuge Φ, $m\omega^2\rho\,d\rho$ et celui de la force centrifuge composée, o. On aurait alors l'intégrale des forces vives

$$mv_r^2 = -2mgz + m\omega^2\rho^2 + h.$$

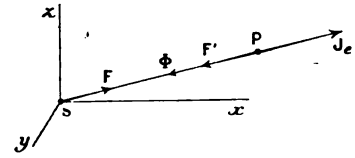
Les positions d'équilibre relatif s'obtiennent en cherchant les positions du mobile pour lesquelles la fonction des forces du second membre est maximum ou minimum; à un maximum de cette fonction correspond une position d'équilibre stable. On vérifiera ainsi que, dans le cas d'un cercle tournant autour d'un axe passant par son centre, la position d'équilibre A (*fig.* 243, II) est stable quand elle existe seule; elle est instable quand la position Om existe; cette dernière est alors stable.

421. Mouvement relatif par rapport à des axes animés d'un mouvement de translation. — Lorsque le système des axes mobiles

$Oxyz$ est animé d'un mouvement de translation, la rotation instantanée ω de ce système est *nulle,* la force centrifuge composée est donc nulle, et il suffit, pour écrire les équations du mouvement relatif, d'ajouter aux forces agissant réellement sur le point la force centrifuge. Pour déterminer cette dernière, remarquons que tous les points du système de comparaison ont la même accélération; l'accélération d'entraînement est donc, quelle que soit la position du mobile, égale à l'accélération J de l'origine mobile. Si le mouvement de translation des axes mobiles est *rectiligne* et *uniforme,* la force centrifuge est nulle aussi, car J est nul.

Exemple : *Mouvement d'une planète autour du Soleil.* — Soient S et P le Soleil et une planète, M et m leurs masses, r leur distance; l'attraction des deux corps est $F = F' = \frac{fMm}{r^2}$. Cherchons le mouvement de la planète par rapport à des axes $Sxyz$ de directions fixes menés par S. Ces axes étant animés d'un mouvement de translation, l'accélération d'entraîne-

Fig. 245.



ment J_e de P est, à chaque instant, égale à l'accélération de l'origine mobile S : la grandeur de J_e est donc $\frac{F}{M} = \frac{fm}{r^2}$ et sa direction le prolongement de SP. La force centrifuge Φ qu'il faut ajouter à l'attraction F' de S sur P est donc dirigée suivant PS et égale à $mJ_e = f\frac{m^2}{r^2}$. Cette force composée avec F' donne la résultante

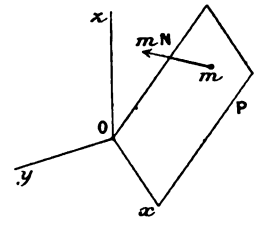
$$\frac{fMm}{r^2} + \frac{fm^2}{r^2} = \frac{fm(M+m)}{r^2}.$$

Le mouvement relatif est donc le même que si le Soleil S était fixe, mais avait une masse $M + m$ (n° 235).

422. Exercice. Mouvement relatif d'un point pesant assujetti à rester sur un plan incliné P parfaitement poli qui tourne avec une vitesse angulaire constante ω autour d'une verticale.— Prenons pour axe des z l'axe de rotation vers le haut, pour origine O le point où cette droite perce le plan,

pour axe Ox l'horizontale du plan et pour axe Oy une perpendiculaire au plan xOz. Le trièdre $Oxyz$ tourne donc autour de Oz avec la vitesse ω; les valeurs de p, q, r sont 0, 0, ω : ρ désignant la distance du mobile à l'axe Oz, la force centrifuge est $m\omega^2\rho$, et ses projections sur les axes $Oxyz$ sont $m\omega^2 x$, $m\omega^2 y$, 0. Soient i l'inclinaison du plan sur l'horizon, mN sa

Fig. 246.



réaction normale comptée positivement au-dessus du plan; les équations du mouvement relatif sont, en désignant par des accents les dérivées de x, y, z par rapport à t :

$$x'' = \omega^2 x + 2\omega y',$$
$$y'' = \omega^2 y + N\sin i - 2\omega x', \qquad z'' = N\cos i - g.$$

Eliminons N et remplaçons z par $-y\tang i$ (équation du plan P), il vient

$$y'' = \omega^2 y\cos^2 i + g\sin i\cos i - 2\omega x'\cos^2 i.$$

Les variables x et y sont donc données en fonction de t par deux équations linéaires à coefficients constants qu'on intègre en faisant

$$x = Ae^{kt}, \qquad y = A\lambda e^{kt} - \frac{g}{\omega^2}\tang i,$$

A étant une constante arbitraire, k et λ vérifiant les conditions

$$\lambda = \frac{k^2 - \omega^2}{2k\omega}, \qquad k^4 - (1 - 3\cos^2 i)k^2\omega^2 + \omega^4\cos^2 i = 0.$$

Cette équation admet quatre racines $\pm\alpha$, $\pm\beta$ deux à deux égales et de signes contraires : k^2 sera réel quand $\cos^2 i < \frac{1}{9}$. Les intégrales sont alors de la forme

$$x = Ae^{\alpha t} + A_1 e^{-\alpha t} + Be^{\beta t} + B_1 e^{-\beta t},$$
$$y = -\frac{g}{\omega^2}\tang i + \frac{\alpha^2 - \omega^2}{2\alpha\omega}(Ae^{\alpha t} - A_1 e^{-\alpha t}) + \frac{\beta^2 - \omega^2}{2\beta\omega}(Be^{\beta t} - B_1 e^{-\beta t}).$$

Nous renverrons pour une discussion détaillée au *Recueil d'Exercices*

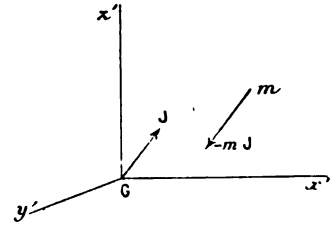
sur la Mécanique rationnelle, par M. de Saint-Germain (Gauthier-Villars), p. 362. Le point $x = 0$, $\omega^2 y \cos i = -g \sin i$ est une position d'équilibre relatif.

II. — MOUVEMENT ET ÉQUILIBRE RELATIFS DES SYSTÈMES.

423. Généralités. — Pour obtenir les équations du mouvement relatif d'un système par rapport à des axes $Oxyz$ animés d'un mouvement connu, on peut, d'après ce qui précède, regarder les axes mobiles comme fixes, à condition d'ajouter aux forces qui agissent sur chaque point m du système la force centrifuge $-m(J_e)$ et la force centrifuge composée $-m(J')$. Lorsqu'on applique le théorème des forces vives à ce mouvement relatif, le travail des forces centrifuges composées est nul.

424. Mouvement d'un système autour de son centre de gravité. Théorème des moments; théorème des forces vives. — Imaginons un système en mouvement dans lequel le centre de gravité G a une ac-

Fig. 247.



célération J : étudions le mouvement relatif du système par rapport à des axes Gx', Gy', Gz' de *directions fixes*, menés par G. Tous les points invariablement liés aux axes mobiles ont, à chaque instant, la même accélération d'entraînement, égale à J; nous appellerons a, b, c les projections de J sur les axes mobiles. Pour étudier le mouvement relatif, on pourra regarder ces axes mobiles comme fixes, à condition d'ajouter aux forces intérieures et extérieures agissant sur chaque point m du système la seule force centrifuge $-mJ$ de projections $-ma$, $-mb$, $-mc$: la force centrifuge composée est nulle (n° 421). On a alors, en appliquant au mouvement relatif le théorème des moments des quantités de mouvement et employant les notations du n° 335,

$$\frac{d}{dt}\Sigma m\left(x'\frac{dy'}{dt} - y'\frac{dx'}{dt}\right) = \Sigma\Sigma(x'Y_e - y'X_e) - \Sigma m(bx' - ay');$$

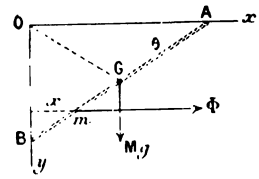
le centre de gravité étant à l'origine mobile, la dernière somme est nulle, car on a, par exemple, $\Sigma mbx' = b\Sigma mx' = 0$. Donc le théorème des moments des quantités de mouvement s'applique au mouvement relatif d'un système autour du centre de gravité, comme nous l'avons démontré autrement (n° 335). Appliquons de même le théorème des forces vives au mouvement relatif par rapport aux axes $Gx'y'z'$, en regardant ces axes comme fixes et introduisant les forces centrifuges; nous aurons

$$d\frac{\Sigma mv'^2}{2} = \Sigma\Sigma(X_i\,dx' + Y_i\,dy' + Z_i\,dz')$$
$$+ \Sigma\Sigma(X_e\,dx' + Y_e\,dy' + Z_e\,dz') - \Sigma m(a\,dx' + b\,dy' + c\,dz').$$

La dernière somme est encore nulle, car $\Sigma m\,dx'$, $\Sigma m\,dy'$, $\Sigma m\,dz'$ sont nuls. On voit ainsi que l'on peut appliquer le théorème des forces vives au mouvement relatif autour de G, sans tenir compte des forces fictives; c'est ce que nous avons déjà démontré (n° 350).

425. Exemple de mouvement relatif. — Les extrémités d'une barre homogène pesante de longueur $2l$ sont assujetties à glisser sans frotte-

Fig. 248.



ment, l'une A sur un axe horizontal Ox, l'autre B sur un axe vertical Oy. Trouver le mouvement de la barre en supposant que le système xOy tourne autour de Oy avec une vitesse angulaire constante ω. (ROUTH, *Rigid Dynamics, Elementary Part*, p. 343.)

Les forces appliquées à la barre sont le poids Mg appliqué au milieu G et les réactions normales des axes Ox et Oy. Pour trouver le mouvement relatif de la barre par rapport à ces axes, on peut les regarder comme fixes, à condition d'appliquer à chaque point m la force centrifuge Φ et la force centrifuge composée Φ'. Nous appliquerons ensuite au mouvement relatif le théorème des forces vives, en nous rappelant que le travail des forces centrifuges composées est nul, et en remarquant que, dans le déplacement relatif, les travaux des réactions sont nuls. Appelons Mk^2 le moment d'inertie de la barre par rapport au point G, θ l'angle qu'elle fait avec Ox, de sorte que les coordonnées ξ et η du centre de gravité sont $l\cos\theta$ et $l\sin\theta$. D'après le théorème de Kœnig, la force vive relative de la barre est $Ml^2\theta'^2 + Mk^2\theta'^2$, θ' désignant la dérivée de θ par rapport à t. Le travail élémentaire du poids est $Mg\,d\eta$, c'est-à-dire $Mgl\cos\theta\,d\theta$. Enfin

la force centrifuge Φ, appliquée au point m d'abscisse x, est parallèle à Ox et a pour valeur $m\omega^2 x$; son travail élémentaire est $m\omega^2 x\,dx$; si donc on désigne par ρ la distance Bm, on a $x = \rho\cos\theta$, et, quand la barre glisse, $dx = -\rho\sin\theta\,d\theta$; d'où, pour $m\omega^2 x\,dx$, la valeur

$$-m\omega^2\rho^2\sin\theta\cos\theta\,d\theta.$$

D'après cela, la somme des travaux élémentaires des forces centrifuges est $-\Sigma m\rho^2\omega^2\sin\theta\cos\theta\,d\theta$; comme $\Sigma m\rho^2$ est le moment d'inertie de la barre par rapport au point B, moment égal à $Mk^2 + Ml^2$, on a, pour la somme des travaux des forces centrifuges, $-M(k^2+l^2)\omega^2\sin\theta\cos\theta\,d\theta$. L'équation des forces vives est donc, en remarquant que, pour une barre homogène, $k^2 = \frac{l^2}{3}$, et divisant par M,

$$(1)\qquad d\frac{2l^2}{3}\theta'^2 = gl\cos\theta\,d\theta - \frac{4l^2}{3}\omega^2\sin\theta\cos\theta\,d\theta,$$

qui donne immédiatement θ' en fonction de θ par une quadrature. En supposant, pour simplifier, que θ' soit nul pour $\theta = \theta_0$, on aura

$$(2)\qquad \theta'^2 = \omega^2(\sin\theta - \sin\theta_0)\left(\frac{3g}{2l\omega^2} - \sin\theta - \sin\theta_0\right);$$

d'où l'on tire t en fonction de $\sin\theta$ par une intégrale elliptique de première espèce et $\sin\theta$ en fonction elliptique de t. Dans la discussion, il faut remarquer que $\sin\theta$ ne peut prendre que des valeurs rendant le second membre positif.

Équilibre relatif. — En divisant par dt l'équation du mouvement et effectuant, on a

$$(3)\qquad \frac{d^2\theta}{dt^2} = \frac{3g}{4l}\cos\theta - \omega^2\sin\theta\cos\theta.$$

On obtient les positions d'équilibre relatif en égalant le second membre à zéro. On a ainsi $\cos\theta = 0$ qui donne la position verticale, puis

$$4l\omega^2\sin\theta = 3g$$

qui ne donne une valeur de θ que si ω est suffisamment grand. Pour nous rendre compte de la stabilité, appelons α la valeur de θ correspondant à une de ces deux positions, et faisons $\theta = \alpha + \varphi$, où φ est très petit. Nous aurons alors, en substituant et développant le second membre suivant les puissances de φ en négligeant les puissances supérieures,

$$(4)\qquad \frac{d^2\varphi}{dt^2} = -\varphi\left(\frac{3g}{4l}\sin\alpha + \omega^2\cos 2\alpha\right).$$

Si la quantité $n = \frac{3g}{4l}\sin\alpha + \omega^2\cos 2\alpha$ est positive, la position d'équilibre

correspondant à $\theta = \alpha$ est stable, et la durée des oscillations infiniment petites autour de cette position est $\frac{2\pi}{\sqrt{n}}$; si cette quantité est négative, l'équilibre est instable. On vérifiera que, quand la position d'équilibre verticale $\left(\alpha = \frac{\pi}{2}\right)$ existe seule, elle est stable; quand la position d'équilibre oblique existe aussi, c'est elle qui est stable, et la verticale, instable.

Le cas intermédiaire, où $\frac{3g}{4l\omega^2}$ serait égal à 1, mérite une attention particulière. Alors les deux positions d'équilibre se confondent avec la verticale; si l'on fait encore $\theta = \frac{\pi}{2} + \varphi$, φ étant supposé infiniment petit, les termes en φ disparaissent, et l'on a, en ne gardant que les premiers termes,

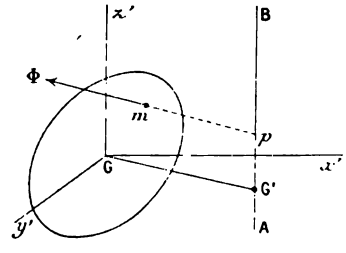
$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} = -\frac{\omega^2}{2}\varphi^3.$$

L'équilibre est donc stable, car φ tend à diminuer en valeur absolue. L'angle φ est alors donné en fonction de t par une fonction elliptique.

La barre étant abandonnée sans vitesse dans une position correspondant à $\varphi = \varphi_0$ (φ_0 infiniment petit), le temps qu'elle met à revenir dans la verticale est en raison inverse de l'amplitude φ_0, comme on le vérifiera sans peine.

426. Corps solide. — *Cas particulier dans lequel les forces centrifuges ont une résultante unique.* Quand le système mobile est un corps solide, les forces centrifuges se composent en général en une force et un couple; les forces centrifuges composées également. M. Resal (*Annales des Mines*, 1853) et M. Gilbert (*Annales de la Société scientifique de Bruxelles*, 1878) ont donné divers théorèmes pour la réduction de ces forces. Voici un cas où les forces centrifuges ont une *résultante unique*.

Fig. 249.



Supposons que le mouvement des axes mobiles $Oxyz$, par rapport auxquels on cherche le mouvement relatif d'un solide, soit une rotation de vitesse angulaire constante ω autour d'un axe fixe AB et supposons en

outre que la parallèle Gz' menée par le centre de gravité G à l'axe de rotation, soit un axe principal d'inertie pour le point G. Alors les forces centrifuges ont une résultante unique égale à la force centrifuge qu'aurait la masse totale concentrée en G.

En effet, prenons Gz' comme axe avec deux axes perpendiculaires Gx', Gy', et soient $x' = a$, $y' = b$ les équations de l'axe AB.

La force centrifuge Φ appliquée à un point m est

$$\Phi = m\omega^2\overline{mp},$$

où $\overline{mp}$ est la distance du point à l'axe AB; ses projections sont

$$m\omega^2(x'-a), \quad m\omega^2(y'-b), \quad 0.$$

La résultante générale de toutes ces forces a donc pour projections

$$\Sigma m\omega^2(x'-a), \quad \Sigma m\omega^2(y'-b), \quad 0,$$

ou

$$-M\omega^2 a, \quad -M\omega^2 b, \quad 0,$$

car $\Sigma mx'$, $\Sigma my'$ sont nuls. Le moment résultant de toutes ces forces a pour projections

$$-\Sigma m\omega^2 z'(y'-b), \quad \Sigma m\omega^2 z'(x'-a), \quad \Sigma m\omega^2(ay'-bx'),$$

quantités qui sont toutes nulles parce que l'axe Gz' est principal pour G. Les forces centrifuges ont donc une résultante appliquée en G ayant pour projections

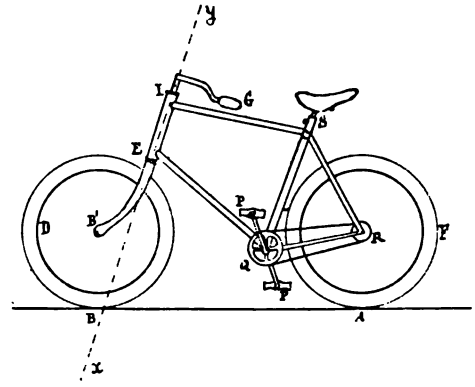
$$-M\omega^2 a, \quad -M\omega^2 b, \quad 0;$$

c'est une force égale à $M\omega^2\overline{GG'}$ dirigée suivant $G'G$, en appelant G' la projection de G sur l'axe AB.

427. Bicyclettes. — Nous empruntons à l'intéressant Ouvrage de M. Bourlet (*Traité des bicycles et bicyclettes*, Gauthier-Villars) l'application suivante de la théorie de l'équilibre relatif. La pièce principale d'une bicyclette, celle à laquelle toutes les autres sont fixées est le *cadre*, qui affecte généralement la forme d'un pentagone rigide RQEIS (*fig.* 250). A l'arrière du cadre en R est fixé l'axe de la roue fixe F. En avant, le cadre est muni d'une *douille* EI dans laquelle passe le *tube de direction*. Le tube de direction est terminé en bas, à la sortie de la douille, par une fourche EB' dans laquelle passe la roue directrice D dont l'axe est fixé à cette fourche en B'. A la sortie supérieure de la douille, le tube de direction porte le gouvernail qui est un tube G, sensiblement horizontal, terminé par deux poignées que le cycliste tient dans ses mains. Le cavalier est assis sur la selle S, fixée au cadre dans la partie moyenne supérieure. Le cadre de la machine présente un plan de symétrie qui

contient l'axe de la douille EI, le centre de la selle S et le centre R de la roue fixe F. Ce plan est appelé *plan moyen*. Appelons *plan d'une roue* le plan perpendiculaire à l'axe de la roue en son milieu; le plan de la roue fixe coïncide toujours avec le plan moyen; le plan de la roue directrice est variable par rapport au plan moyen, et, lorsqu'il coïncide

Fig. 250



avec lui, les deux poignées sont à égale distance du plan moyen qui est alors un plan de symétrie pour l'appareil, abstraction faite de la chaîne et des engrenages dont la masse est négligeable dans une première approximation.

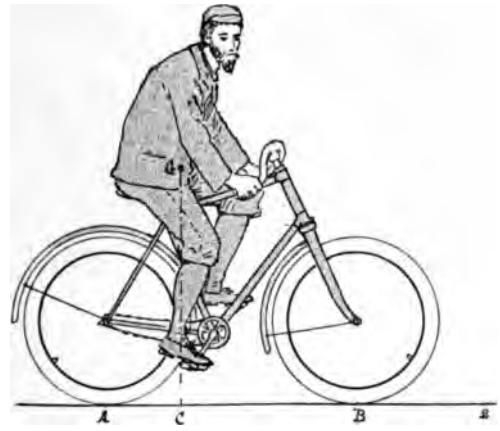
Appelons A et B les points de contact des deux roues avec le sol; nous supposons que l'axe xy du tube de direction passe par le point de contact B de la roue directrice; alors le point B est un *point fixe* du plan moyen, la droite AB a une longueur constante indépendante de l'orientation de la roue directrice : cette droite AB, tangente à la roue fixe, est l'intersection du plan moyen avec le sol supposé plan. Nous admettons aussi que le cavalier ne fait aucun mouvement du torse et reste placé de façon que le plan de symétrie de son corps coïncide avec le plan moyen. Dans ces conditions, le centre de gravité G de la machine et de son cavalier est très sensiblement un point fixe du plan moyen (*fig.* 251). Le pied C de la perpendiculaire abaissée du centre de gravité sur la base AB est donc *un point fixe* de cette base.

Cherchons d'abord quelles sont les traces des roues sur le sol en supposant que le plan de la roue directrice fasse un angle constant avec le plan moyen. Supposons-le sol plan et prenons le pour plan de la figure. Soient A et B les points de contact de la roue fixe et de la roue directrice, AR et BR' les droites d'intersection des plans des deux roues avec le sol; AR coïncide en direction avec AB.

L'angle θ de BR' avec AB est constant si l'inclinaison du plan moyen

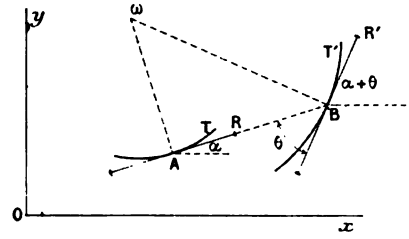
sur la verticale reste constante. Les droites AR et BR′ sont très sensiblement tangentes aux traces T et T′ des roues sur le sol. Il est facile de voir que ces traces sont alors deux cercles ayant pour centre commun ω

Fig. 251.



le point de rencontre ω des normales en A et B aux deux traces. En effet, appelons x, y les coordonnées de A, b la longueur AB, α l'angle de la

Fig. 252.



tangente AB à T avec un axe fixe Ox et, par suite, $\alpha + \theta$ l'angle de la tangente BR′ à T′ avec le même axe. On a, pour les coordonnées du point $B(x', y')$,

$$x' = x + b\cos\alpha, \qquad y' = y + b\sin\alpha.$$

Appelons s et s' les arcs des deux courbes T et T′ et différentions les équations précédentes en tenant compte des relations connues

$$dx = ds\cos\alpha, \qquad dy = ds\sin\alpha$$

et

$$dx' = ds' \cos(\alpha + \theta), \qquad \ldots,$$

il vient

$$ds' \cos(\alpha + \theta) = ds \cos\alpha - b \sin\alpha \, d\alpha,$$
$$ds' \sin(\alpha + \theta) = ds \sin\alpha + b \cos\alpha \, d\alpha.$$

Ces équations développées et résolues donnent, pour

$$ds' \cos\theta \quad \text{et} \quad ds' \sin\theta,$$

les valeurs ds et $b d\alpha$. Les rayons de courbure ρ et ρ' des deux traces qui ont pour valeurs $\frac{ds}{d\alpha}$ et $\frac{ds'}{d\alpha}$ nous sont donc donnés par les formules

$$\rho' \cos\theta = \rho, \qquad \rho' \sin\theta = b,$$

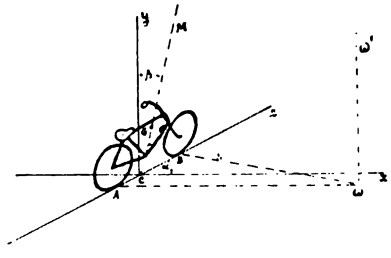
et sont *constants*. La figure montre que, dans le triangle $A\omega B$, on a

$$\rho = A\omega, \qquad \rho' = B\omega.$$

Les traces sont donc des cercles de centre commun, et dans le mouvement, la droite AB tourne autour de la verticale $\omega\omega'$ avec une vitesse angulaire qui est *constante* si la vitesse du cycle l'est. Prenons alors un système de trois axes rectangulaires entraînés par AB de la façon suivante : l'origine C est la projection du centre de gravité sur AB, l'axe Cz, la droite AB, l'axe Cy la verticale du point C, l'axe Cx la perpendiculaire au plan yCz. Le plan xCy est donc perpendiculaire au plan moyen qu'il coupe suivant une droite CM formant avec la verticale l'angle β.

Pour que le cycle ne se renverse pas et que β reste constant, il faut et il suffit qu'il soit en équilibre relatif par rapport aux axes $Cxyz$. Or, le

Fig. 253.

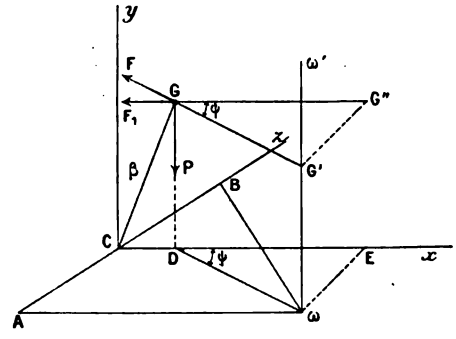


mouvement de ces axes est une rotation de vitesse angulaire constante ω autour de la verticale $\omega\omega'$. Regardons comme nulle la masse des roues qui est très petite par rapport à la masse totale; négligeons aussi le mouvement d'oscillation des jambes que nous regarderons comme immobiles dans une position moyenne. Pour exprimer qu'il y a équilibre relatif, il

faut écrire qu'il y a équilibre entre les réactions du sol, la pesanteur et les forces centrifuges.

La pesanteur a pour résultante le poids $GP = Mg$; les forces centrifuges ont *approximativement* une résultante GF appliquée en G, dirigée suivant la perpendiculaire G'G à l'axe de rotation $\omega\omega'$ et égale à $M\omega^2\overline{GG'}$ ou $\frac{MV^2}{R}$, V désignant la vitesse du point G et R le rayon GG' du cercle qu'il décrit (*fig.* 254). M. Bourlet justifie cette approximation d'après la remarque

Fig. 254.



du n° 426 : l'axe GC est sensiblement, par raison de symétrie, un axe principal d'inertie relatif au centre de gravité; l'angle β que fait la verticale du point G avec l'axe GC étant ordinairement un petit angle, la verticale du point G diffère peu d'un axe principal d'inertie. On peut donc dire que la parallèle menée par G à l'axe de rotation $\omega\omega'$ est sensiblement un axe principal pour le point G, ce qui permet d'appliquer la remarque du n° 426.

Cela posé, pour éliminer les réactions du sol, nous exprimerons que la somme des moments des forces F et P par rapport à l'axe AB est nulle. D'après la définition même des moments, il suffit de projeter les forces P et F sur le plan xCy perpendiculaire à AB et de prendre les moments de projections par rapport au point C. Le point C est tout projeté : la force F a pour projection une force horizontale F_1 égale à $F\cos\psi$, en appelant ψ l'angle FGF_1 que fait la droite FGG' avec sa projection F_1GG'' sur le plan yCx. La condition d'équilibre est alors

$$F\cos\psi\cos\beta = P\sin\beta.$$

Le triangle GG'G'' se projette en vraie grandeur sur le plan horizontal en $D\omega E$; $D\omega$ est égal à R et ωE à AC, c'est-à-dire à une longueur constante connue c. On a alors pour $\sin\psi$ la valeur $\frac{c}{R}$, et l'équation d'équilibre

devient, en remplaçant F et P par leurs valeurs $\frac{MV^2}{R}$ et Mg,

$$\tang\beta = \frac{V^2}{Rg}\sqrt{1 - \frac{c^2}{R^2}}.$$

En général, on peut supposer R assez grand par rapport aux dimensions de la machine pour que $\frac{c}{R}$ soit négligeable. Alors

$$\tang\beta = \frac{V^2}{Rg}.$$

Si l'on suppose que R soit assez grand pour que ces approximations puissent être admises, l'équilibre relatif ainsi réalisé est *instable*, car, si le cycle s'incline vers le sol, β augmente, le moment du poids augmente, celui de F diminue; c'est le poids qui l'emporte, et β tend à augmenter davantage. Pour éviter une chute, il faut que le cycliste tourne la roue directrice du côté où il va tomber, de façon à faire croître θ; alors le point ω se déplace, $A\omega$, $B\omega$ et R diminuent, la force centrifuge $F = \frac{mV^2}{R}$ augmente et peut vaincre l'effet de la pesanteur. L'inverse a lieu si β diminue.

La condition d'équilibre trouvée serait suffisante si le frottement de glissement sur le sol dans le sens latéral était indéfini. Mais, soit f le coefficient de ce frottement : dans l'équilibre relatif, la résultante de P et F_1 [illegible] contre l'axe AB en faisant un angle β avec la verticale. Pour qu'il n'y a pas glissement, il faut

$$\tang\beta \leqq f, \qquad V^2 \leqq fgR.$$

Cette inégalité montre qu'avec une vitesse donnée, on ne peut pas décrire un cercle de rayon inférieur à $\frac{V^2}{gf}$. Lorsque le sol est glissant, il faudra, pour décrire un cercle de rayon donné R, ralentir suffisamment pour que l'inégalité soit satisfaite (Bourlet, *loc. cit.*, p. 26-27).

III. — ÉQUILIBRE ET MOUVEMENTS RELATIFS A LA SURFACE DE LA TERRE.

428. Historique. — Newton paraît être le premier qui ait signalé l'influence de la rotation de la Terre sur le mouvement des corps à sa surface : il remarqua qu'un corps abandonné du haut d'une tour doit conserver, en tombant, une vitesse normale au méridien, égale à celle du sommet de la tour dans le mouvement de rotation de la Terre : cette vitesse étant un peu plus grande que celle du pied de la tour, le corps doit tomber un peu en avant du pied dans le sens de la rotation de la Terre, c'est à-dire être dévié vers l'Est. Plusieurs observateurs cherchèrent à mettre ce fait en évidence,

mais ce n'est qu'en 1831 que des expériences à peu près concluantes furent faites par Reich dans les Mines de Freiberg; mais, dans ces expériences, il subsiste encore des points douteux, et il serait à désirer qu'elles fussent reprises. Il était réservé à Foucault de fournir une démonstration bien plus nette du mouvement diurne; ce physicien reconnut que la rotation de la Terre devait se manifester par la rotation du plan de l'oscillation d'un pendule simple autour de la verticale du lieu dans le sens du mouvement diurne, et il mit ce fait en évidence dans la célèbre expérience du Panthéon. L'expérience de Foucault présente sur celle de la déviation du corps tombant d'une grande hauteur cet avantage, qu'elle accumule, pendant un temps assez long pour les rendre sensibles, les effets d'abord très petits que la rotation du globe cause sur le mouvement apparent des corps. L'expérience de Foucault a été reprise récemment par un savant hollandais M. Kamerlingh Onnes, à Groningue, avec un pendule mesurant seulement $1^m,2$ de longueur et oscillant dans le vide.

L'influence perturbatrice qu'exerce la rotation du globe sur les corps en mouvement à sa surface est d'autant plus sensible que leur vitesse est plus grande. Mais sur ces corps en mouvement rapide, sur la balle d'un fusil, par exemple, mille autres causes perturbatrices agissent généralement, et l'observation était à peu près impossible. Ce fut encore le génie de Foucault qui triompha de cette difficulté : il eut recours pour cela aux propriétés du mouvement d'un corps lourd suspendu par son centre de gravité et tournant rapidement autour d'un axe de symétrie, et il montra que l'axe de ce corps doit conserver une orientation fixe et, par conséquent, s'il est pointé vers une étoile, suivre cette étoile dans son mouvement diurne. Cet appareil de Foucault a reçu le nom de *gyroscope*. D'autres appareils du même genre ont été construits par M. Sire et par M. Gilbert : nous faisons plus loin la théorie d'un de ces appareils, le *barogyroscope*, comme application des équations de Lagrange.

Nous renverrons, pour plus de détails, à l'excellente Notice de M. Gilbert : *Les preuves mécaniques de la rotation de la Terre* (Gauthier-Villars, 1883; *Extrait du Bulletin des Sciences mathématiques*, 1882).

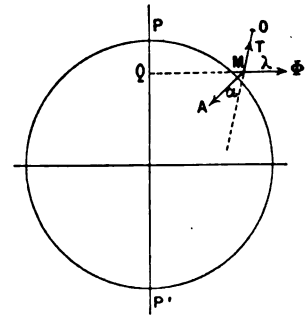
Dans un autre ordre d'idées, Poinsot proposa de mettre en évidence la rotation de la Terre à l'aide d'un système subissant des changements intérieurs (*Comptes rendus*, 1851). Cette conception a été réalisée par M. Andrade qui a réussi à construire un appareil amplifiant les effets de la déviation vers l'est dans la chute d'un corps pesant, de façon à les rendre visibles dans une expérience de cours. (*Comptes rendus*, 10 juin et 14 octobre 1895.)

429. Équilibre relatif à la surface de la Terre. — Nous regarderons la Terre comme un solide animé d'un mouvement de rotation de vitesse angulaire constante ω autour de la ligne des pôles PP'; nous laissons donc de côté l'influence que peut avoir sur le mouvement ou l'équilibre des points placés sur la Terre la translation de la Terre autour du Soleil. Si l'on prend pour unité de temps la seconde de temps sidéral, la vitesse

angulaire ω a pour valeur $\frac{2\pi}{24.60^2}$: elle est donc exprimée par un nombre très petit.

Soient P le pôle nord, EE′ le plan de l'équateur. Pour traiter un problème précis, cherchons la position d'équilibre relatif d'un fil à plomb OM suspendu en un point O invariablement lié à la Terre. La position d'équilibre OM que prend le fil est, par définition, la verticale du point M; l'angle λ que fait ce fil avec le plan de l'équateur est la latitude du point M; nous désignerons par ρ la distance MQ du point à l'axe de la Terre PP′; ces éléments sont tous fournis par l'observation (*fig.* 255).

Fig. 255.



Les forces qui agissent sur le point M sont l'attraction de la terre A et la tension T du fil; ces deux forces ne se font pas équilibre, car le point M n'est pas animé d'un mouvement absolu, rectiligne et uniforme. La force T a pour intensité ce que nous appelons *le poids mg du point matériel;* elle est dirigée en sens contraire du poids; l'angle α que fait la direction OM du fil à plomb avec l'attraction A est ce qu'on nomme *la déviation de la verticale due à la rotation de la Terre.* Si la Terre ne tournait pas, les forces A et $T = mg$ se feraient équilibre; elles seraient égales et directement opposées, et l'on aurait $\alpha = 0$.

Pour trouver les conditions d'équilibre relatif, nous pouvons regarder la Terre comme fixe, à condition d'ajouter aux forces A et T qui agissent sur le mobile la force centrifuge Φ; comme le mouvement de la Terre est une rotation uniforme autour de PP′, cette force Φ est égale à $m\omega^2\rho$ et dirigée suivant le prolongement du rayon QM du parallèle de M. Si nous admettons que la verticale OM est dans le plan PMP′, l'angle de Φ avec OM est la latitude λ du point M. Les trois forces A, T, Φ se faisant équilibre sont dans un même plan, le plan de T et Φ qui est connu en chaque point M de la Terre; chacune d'elles est égale et opposée à la résultante des deux autres. Le poids qui est égal et opposé à T *est donc la résultante de l'attraction et de la force centrifuge.*

Dans le plan des trois forces A, T, Φ, la somme des projections des forces

sur deux directions est nulle; projetons sur la verticale MO et sur l'horizontale, nous aurons les deux conditions

$$(1) \qquad A\cos\alpha - mg - m\omega^2\rho\cos\lambda = 0,$$

$$(2) \qquad A\sin\alpha - m\omega^2\rho\sin\lambda = 0,$$

qui donnent $A\cos\alpha$ et $A\sin\alpha$ et permettent, par suite, de calculer A et α en chaque point de la Terre. Ces quantités varient avec la latitude :

A l'équateur λ est nul et par suite α aussi. En appelant A_0, g_0, ρ_0 les valeurs correspondantes de A, g, ρ, on a, d'après (1),

$$mg_0 = A_0 - m\omega^2\rho_0 = A_0\left(1 - \frac{m\omega^2\rho_0}{A_0}\right).$$

Calculant A_0 par cette relation, on trouve que le rapport qui figure dans la parenthèse est sensiblement égal à $\frac{1}{289}$ ou à $\frac{1}{17^2}$; on a donc

$$mg_0 = A_0\left(1 - \frac{1}{17^2}\right).$$

Par conséquent, si la Terre tournait dix-sept fois plus vite, un corps placé à l'équateur serait *dépourvu de poids*. Au pôle, on a $\rho = 0$, $\lambda = 90°$, α est encore nul d'après (2), et d'après (1) mg devient égal à A; tout se passe donc comme si la Terre ne tournait pas; ce qui est évident, car le lieu de l'observation est sur l'axe de rotation.

Dans ce qui précède nous n'avons fait aucune hypothèse sur la forme de la Terre; nous avons seulement supposé la verticale OM située dans le plan PMP'. Voyons ce que deviennent les formules si l'on fait les hypothèses suivantes qui ne donnent qu'une première approximation. Supposons la terre sphérique et admettons que l'attraction A est dirigée vers le centre C et a la même intensité en tous les points de la Terre, $A = A_0$. On a alors, dans le triangle CMQ, en appelant ρ_0 le rayon de la Terre : $\rho = \rho_0\cos(\lambda - \alpha)$, et la formule (2) donne

$$\sin\alpha = \frac{m\omega^2\rho_0}{A_0}\cos(\lambda - \alpha)\sin\lambda = \frac{1}{289}\cos(\lambda - \alpha)\sin\lambda.$$

L'angle α étant très petit, développons les deux membres de cette formule par rapport aux puissances croissantes de α et négligeons les termes qui contiennent les carrés de α et le pro-

duit $\frac{1}{289}\alpha$: nous aurons la formule approchée

$$\alpha = \frac{1}{289}\cos\lambda\sin\lambda.$$

Cette formule montre que la déviation de la verticale est maximum à la latitude de 45°.

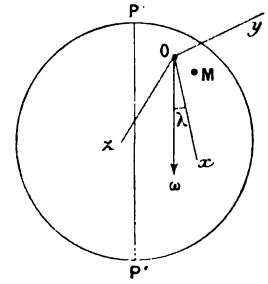
En nous reportant à la formule (1) nous aurons, en tenant compte de l'expression $\rho = \rho_0\cos(\lambda - \alpha)$, et faisant les mêmes approximations,

$$mg = A_0\left[\cos\alpha - \frac{1}{289}\cos(\lambda - \alpha)\cos\lambda\right] = A_0\left(1 - \frac{1}{289}\cos^2\lambda\right).$$

430. Mouvement relatif à la surface de la Terre. — Soit O un point fixe au lieu de l'observation, prenons pour axe des z du trièdre mobile la verticale du lieu considéré dirigée vers le bas; pour axe des y la tangente au parallèle vers l'est, et pour axe des x la perpendiculaire à ces deux droites, tangente au méridien, dirigée vers le sud.

Le mobile M est soumis à deux forces réelles : l'attraction de la terre A et la résultante F(X, Y, Z) des forces qu'on fait agir sur ce point. Pour avoir le mouvement relatif, nous supposerons la Terre immobile en appliquant au point M la force centrifuge Φ et

Fig. 256.



la force centrifuge composée Φ'. L'attraction de la Terre et la force centrifuge Φ ayant pour résultante le poids mg du corps, dirigé suivant la verticale (n° 429), il nous suffira de calculer la force centrifuge composée Φ'. A cet effet, cherchons les com-

posantes p, q, r suivant les axes mobiles de la rotation instantanée ω; on voit immédiatement que le segment $O\omega$, représentant la rotation instantanée, est parallèle à la ligne des pôles et doit être dirigé vers le sud, puisque la Terre tourne de l'ouest à l'est. Ce vecteur $O\omega$ a donc pour projections

$$p = \omega \cos(\widehat{Ox}, \widehat{O\omega}) = \omega \cos\lambda, \qquad q = 0, \qquad r = \omega \sin\lambda.$$

Les projections de la force centrifuge composée sont alors, d'après les formules générales du n° 419,

$$2m\omega \sin\lambda \frac{dy}{dt}, \qquad -2m\left(\omega \sin\lambda \frac{dx}{dt} - \omega \cos\lambda \frac{dz}{dt}\right), \qquad -2m\omega \cos\lambda \frac{dy}{dt};$$

et l'on a, pour les équations du mouvement relatif,

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = X + 2m\omega \sin\lambda \frac{dy}{dt},$$
$$m\frac{d^2y}{dt^2} = Y - 2m\omega\left(\sin\lambda \frac{dx}{dt} - \cos\lambda \frac{dz}{dt}\right).$$
$$m\frac{d^2z}{dt^2} = mg + Z - 2m\omega \cos\lambda \frac{dy}{dt}.$$

Il est bien entendu que ces formules ne sont applicables que tant que le mobile reste assez près du point O pour que l'on puisse considérer la pesanteur comme parallèle à Oz, et égale à mg.

Si l'on fait sur ces équations la combinaison analytique qui donne l'équation des forces vives, on a

$$d\frac{mv^2}{2} = X\,dx + Y\,dy + Z\,dz + mg\,dz,$$

car les termes en ω disparaissent.

Si donc il existe pour (X, Y, Z) une fonction de forces U, on a l'intégrale première

$$\frac{mv^2}{2} = U + mgz +$$

431. Chute libre d'un point pesant. — Nous supposerons que la chute s'effectue dans le vide : alors X, Y, Z sont nuls et les équations du mou-

vement sont

$$(1)\qquad \begin{cases} \dfrac{d^2x}{dt^2} = 2\omega \sin\lambda \dfrac{dy}{dt}, \\ \dfrac{d^2y}{dt^2} = -2\omega\left(\sin\lambda \dfrac{dx}{dt} - \cos\lambda \dfrac{dz}{dt}\right), \\ \dfrac{d^2z}{dt^2} = g - 2\omega\cos\lambda \dfrac{dy}{dt}. \end{cases}$$

Nous supposerons que le mobile part de l'origine sans vitesse relative initiale. Les seconds membres des équations du mouvement étant des dérivées exactes, nous pouvons intégrer une première fois et nous avons, en tenant compte des conditions initiales,

$$(2)\qquad \begin{cases} \dfrac{dx}{dt} = 2\omega y \sin\lambda, \\ \dfrac{dy}{dt} = -2\omega(x\sin\lambda - z\cos\lambda), \\ \dfrac{dz}{dt} = gt - 2\omega y\cos\lambda. \end{cases}$$

Pour terminer l'intégration, on peut dans l'équation qui donne $\dfrac{d^2y}{dt^2}$ remplacer $\dfrac{dx}{dt}$, $\dfrac{dz}{dt}$ par leurs valeurs, ce qui donne

$$\frac{d^2y}{dt^2} + 4\omega^2 y = 2\omega\cos\lambda\, gt,$$

équation linéaire du second ordre que l'on peut intégrer exactement.

Mais comme ω est très petit, on obtient une approximation bien suffisante en développant x, y, z en séries ordonnées suivant les puissances croissantes de ω et se bornant aux premiers termes.

Essayons donc de vérifier les équations (2) par les séries

$$(3)\qquad \begin{cases} x = x_0 + \omega x_1 + \omega^2 x_2 + \ldots, \\ y = y_0 + \omega y_1 + \omega^2 y_2 + \ldots, \\ z = z_0 + \omega z_1 + \omega^2 z_2 + \ldots, \end{cases}$$

dans lesquelles x_0, y_0, z_0, x_1, y_1, z_1, etc. sont des fonctions de t s'annulant, ainsi que leurs dérivées premières, pour $t = 0$. Substituant ces développements dans les équations (2) et égalant les coefficients des mêmes puissances de ω, il vient d'abord

$$\frac{dx_0}{dt} = 0, \qquad \frac{dy_0}{dt} = 0, \qquad \frac{dz_0}{dt} = gt,$$

d'où, en intégrant,

$$x_0 = 0, \qquad y_0 = 0, \qquad z_0 = \frac{gt^2}{2}.$$

Ensuite on trouve

$$\frac{dx_1}{dt} = 0, \qquad \frac{dy_1}{dt} = gt^2 \cos\lambda, \qquad \frac{dz_1}{dt} = 0,$$

$$x_1 = 0, \qquad y_1 = \frac{gt^3}{3} \cos\lambda, \qquad z_1 = 0,$$

et ainsi de suite. De sorte que, si l'on néglige les termes en ω^2 dans les développements (3), on a pour valeurs approchées de x, y, z

$$x = 0, \qquad y = \omega \frac{gt^3}{3} \cos\lambda, \qquad z = \frac{gt^2}{2}.$$

Le point reste donc dans le plan des yz, mais au lieu de tomber suivant la verticale, comme il arriverait si la Terre ne tournait pas, il est légèrement dévié *vers l'est* car y est positif. Dans le plan des yz le point décrit la parabole semi-cubique

$$3\sqrt{2g}\,y = 4\omega z^{\frac{3}{2}} \cos\lambda.$$

Cette équation permet de calculer la déviation vers l'est pour une hauteur de chute donnée z.

En poussant l'approximation plus loin, on trouve pour x la valeur

$$\omega^2 \sin\lambda \cos\lambda \frac{gt^4}{6};$$

outre la déviation vers l'est, dont nous venons de parler, il y a une nouvelle déviation, presque insensible, vers le sud.

Si l'on veut avoir la vitesse du mobile, il suffit d'appliquer le théorème des forces vives qui donne immédiatement pour la vitesse la valeur $\sqrt{2gz}$.

432. Pendule de Foucault. — Nous allons étudier le mouvement d'un pendule sphérique de longueur l, en tenant compte du mouvement de rotation de la Terre. Conservons les mêmes axes que dans la question précédente, l'origine étant le point de suspension du pendule; les forces qui agissent sur le mobile, en dehors de l'attraction de la Terre, se réduisent à la tension du fil, que nous appellerons $m\mathrm{N}$; les projections de cette force étant $-m\mathrm{N}\frac{x}{l}$, $-m\mathrm{N}\frac{y}{l}$, $-m\mathrm{N}\frac{z}{l}$, les équations du mouvement relatif

seront alors

$$(1)\qquad \begin{cases} \dfrac{d^2x}{dt^2} = -N\dfrac{x}{l} + 2\omega\sin\lambda\dfrac{dy}{dt}, \\ \dfrac{d^2y}{dt^2} = -N\dfrac{y}{l} - 2\omega\left(\sin\lambda\dfrac{dx}{dt} - \cos\lambda\dfrac{dz}{dt}\right), \\ \dfrac{d^2z}{dt^2} = g - N\dfrac{z}{l} - 2\omega\cos\lambda\dfrac{dy}{dt}. \end{cases}$$

Les équations différentielles du mouvement sont d'une intégration difficile; on peut chercher à les intégrer par approximations successives; on opérerait comme dans la question précédente. Abandonnons le cas général et plaçons-nous dans celui où les oscillations ont une amplitude très petite; notre approximation consistera à regarder $\frac{x}{l}\frac{y}{l}$ et leurs dérivées d'une part, ω d'autre part, comme de petites quantités du premier ordre, et à négliger leurs carrés et leurs produits vis-à-vis des quantités finies. A cet ordre d'approximation nous aurons constamment $z = l$, car l'équation de la sphère sur laquelle se meut le point pesant donne

$$z = l\left(1 - \frac{x^2 + y^2}{l^2}\right)^{\frac{1}{2}},$$

et, en négligeant $\frac{x^2}{l^2}$ et $\frac{y^2}{l^2}$, $z = l$.

La troisième équation du mouvement donne alors $N = g$; en portant cette valeur avec $z = l$ dans les deux premières, celles-ci se transforment en

$$(2)\qquad \begin{cases} \dfrac{d^2x}{dt^2} = -\dfrac{g}{l}x + 2\omega\sin\lambda\dfrac{dy}{dt}, \\ \dfrac{d^2y}{dt^2} = -\dfrac{g}{l}y - 2\omega\sin\lambda\dfrac{dx}{dt}. \end{cases}$$

Ces deux équations définissent le mouvement du pendule qui se fait sensiblement dans le plan tangent au point le plus bas de la sphère, comme il résulte de la valeur $z = l$.

Les équations (2) sont linéaires et à coefficients constants on pourrait donc les intégrer rigoureusement par des quadratures, mais nous allons employer une autre méthode. Formons la combinaison analytique des forces vives

$$\frac{dv^2}{2} = -\frac{g}{l}(x\,dx + y\,dy),$$

et intégrons en appelant r et θ les coordonnées polaires de la projection du pendule sur le plan des xy, il vient

$$(3)\qquad \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 = -\frac{g}{l}r^2 + h;$$

faisons maintenant une combinaison analogue à celle des moments en ajoutant les équations (2) respectivement multipliées par $-y$ et x, nous aurons

$$\frac{d}{dt}\left(x\frac{dy}{dt}-y\frac{dx}{dt}\right)=-2\omega\sin\lambda\left(x\frac{dx}{dt}+y\frac{dy}{dt}\right),$$

équation intégrable qui donne, en posant $\omega\sin\lambda=\omega'$ et passant aux coordonnées polaires,

$$(4)\qquad r^2\frac{d\theta}{dt}=-\omega' r^2+C.$$

Cas particulier. — Traitons d'abord un cas particulier : le pendule étant en équilibre dans la verticale, donnons-lui une petite impulsion; il se met à osciller. Alors à l'instant initial on a $r=0$; l'équation (4) montre que la constante C doit être nulle et cette équation se réduit à

$$\frac{d\theta}{dt}=-\omega',\qquad \theta=\theta_0-\omega' t.$$

Donc le pendule semblera osciller dans un plan qui tourne d'un mouvement uniforme autour de la verticale Oz dans le sens négatif, avec une vitesse angulaire ω'; ce plan fera un tour complet dans le temps $\frac{2\pi}{\omega'}$ ou $\frac{24^h}{\sin\lambda}$ (*temps sidéral*) qui, pour Paris, est de 32^h environ.

Cas général. — Revenons maintenant au cas général des petites oscillations; l'équation (4) s'écrit

$$r^2\left(\frac{d\theta}{dt}+\omega'\right)=C.$$

Si donc on désigne par φ l'angle $\theta+\omega' t$, on a l'équation

$$(5)\qquad r^2\frac{d\varphi}{dt}=C,$$

analogue à l'équation des aires. Les quantités r et φ sont les coordonnées polaires relatives de la projection horizontale M par rapport à un système d'axes Ox_1y_1 tournant autour de la verticale Oz dans le sens négatif avec la vitesse constante ω', car xOx_1 étant pris égal à $\omega' t$, x_1OM est $\theta+\omega' t$ ou φ (*fig.* 257).

Avec les nouvelles variables l'équation (3) devient

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2+r^2\left[\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2+\omega'^2-2\omega'\frac{d\varphi}{dt}\right]=-\frac{g}{l}r^2+h.$$

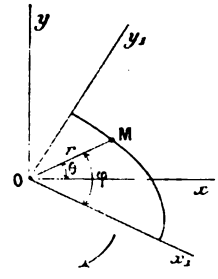
En remplaçant $r^2\frac{d\varphi}{dt}$ par C et en négligeant les termes du quatrième

ordre, $\omega'^2 r^2$ devant ceux du deuxième, il reste en désignant par h' une nouvelle constante,

$$(6) \qquad \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 = -\frac{g}{l}r^2 + h'.$$

Les équations (5) et (6) sont identiques aux équations des aires et des forces vives dans le mouvement d'un point attiré par un centre fixe O proportionnellement à la distance.

Fig. 257.



Le mouvement du point M par rapport aux axes $x_1 O y_1$ est donc identique au mouvement absolu d'un point M attiré par un centre fixe O proportionnellement à la distance. D'après ce que l'on a vu dans le n° **223**, le point M décrit par rapport aux axes $x_1 O y_1$ une ellipse de centre O, la durée de la révolution du point sur l'ellipse étant $T_1 = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$.

Comme les axes $x_1 O y_1$ tournent dans le plan horizontal, on voit que le point M parcourt une petite ellipse horizontale de centre O qui tourne dans le sens négatif autour de son centre avec une vitesse angulaire ω', de façon à faire un tour entier dans le temps $T = \frac{2\pi}{\omega'} = 32^h$ pour Paris.

Expérience de Foucault. — Dans la célèbre expérience du Panthéon, le pendule était écarté de sa position initiale et rattaché à un mur par un fil. Le pendule étant ainsi immobile par rapport à la Terre, on brûle le fil et le pendule se met en mouvement. Dans ces conditions la vitesse initiale du pendule par rapport aux axes $Oxyz$ liés à la Terre est *nulle*, les valeurs initiales de $\frac{dr}{dt}$ et $\frac{d\theta}{dt}$ sont donc *nulles*. La valeur initiale de r que nous appellerons a est donc un axe de l'ellipse, car $\frac{dr}{dt}$ commençant par être nul, la valeur initiale de r est un maximum ou un minimum. La relation (4) dans laquelle on fait $r = a$, $\frac{d\theta}{dt} = 0$, donne alors $C = a^2\omega'$. La valeur initiale de $\frac{d\varphi}{dt}$ est positive et égale à ω' : donc, dans l'expérience de

Foucault, le pendule parcourt l'ellipse dans le sens *positif* des rotations autour de Oz, en même temps que la petite ellipse tourne dans le sens *négatif*. Le phénomène est donc nettement différent de celui qui se présente dans le pendule conique quand on néglige l'influence de la rotation de la Terre, car dans ce dernier cas, en poussant l'approximation plus loin, l'extrémité du pendule semble décrire une petite ellipse qui tourne *dans le sens dans lequel elle est parcourue.*

Théorème de Chevilliet. — Dans les équations précédentes C désigne la constante des aires pour le mouvement du point décrivant la petite ellipse par rapport aux axes $x_1 O y_1$. Soient a et b les deux axes de cette ellipse, T_1 la durée de la révolution du point sur l'ellipse, C a pour valeur $\frac{2\pi ab}{T_1}$; d'autre part on a trouvé $C = a^2\omega'$. Égalant ces deux expressions, on a

$$\frac{b}{a} = \frac{T_1\omega'}{2\pi} = \frac{T_1}{T},$$

T désignant comme plus haut la durée d'une révolution de l'ellipse autour de son centre.

Ainsi *les deux axes de l'ellipse mobile sont entre eux comme les durées de l'oscillation complète et de la révolution de l'ellipse.* Dans l'expérience du Panthéon $l = 67^m$, $a = 3^m$, $T_1 = 16^s$; $T = 32^h$, $\frac{b}{a} = \frac{1}{7200}$; l'ellipse est donc extrêmement aplatie.

Pour une étude plus approfondie du pendule de Foucault nous renverrons aux Mémoires de M. de Sparre (*Savants étrangers;* 1891 et *Annales de la Société scientifique de Bruxelles,* 14e année; 1890-1891).

433. Gyroscope. — Le gyroscope de Foucault est un corps pesant de révolution suspendu par son centre de gravité autour duquel il peut tourner dans tous les sens.

L'étude du mouvement du gyroscope de Foucault a fait l'objet de nombreux et savants Mémoires, dont M. Gilbert a donné l'analyse complète dans une intéressante Notice intitulée : *Étude historique et critique du problème de la rotation d'un corps solide* (*Annales de la Société scientifique de Bruxelles,* 2e année; 1878). Ainsi que le fait remarquer M. Gilbert, les auteurs de ces Mémoires se sont placés à deux points de vue différents pour traiter le problème, les uns, parmi lesquels Bour [1] et Lottner, ont supposé que l'attraction de la Terre était constante dans l'étendue occupée par le corps; les autres, parmi lesquels Quet [2], M. Resal et, plus tard, M. Gilbert, ont supposé que c'était la pesanteur apparente, c'est-à-dire la résultante de l'attraction de la Terre et de la force centrifuge qui était constante. Lorsque l'on ne se préoccupe que de prouver la

---

[1] *Journal de Liouville;* 1863.
[2] *Ibid.;* 1853.

rotation de la Terre par la concordance des résultats de la théorie avec ceux de l'expérience, l'une et l'autre hypothèse sont également acceptables, car les équations auxquelles elles conduisent ne diffèrent que par des termes dépendant du carré de la rotation diurne, termes assurément négligeables; mais la première hypothèse offre du moins l'avantage de conduire à une solution plus simple, puisque Bour l'obtient par des fonctions circulaires, tandis que l'autre hypothèse, plus généralement adoptée, conduit aux fonctions elliptiques.

L'hypothèse que l'attraction de la Terre seule est constante offre un second avantage, non moins appréciable pour un problème de cette nature, celui de conduire à la solution rigoureuse par un raisonnement élémentaire de quelques lignes, que nous empruntons, ainsi que les indications qui précèdent, à une Note de M. Guyou (*Comptes rendus*, 16 avril 1888).

Considérons un solide homogène pesant de révolution suspendu par son centre de gravité G. Les forces agissant sur le corps sont l'attraction de la Terre et la réaction Q du point de suspension G : les dimensions de l'appareil sont assez petites pour que les attractions de la Terre sur les molécules du corps soient parallèles et proportionnelles aux masses de ces molécules; ces attractions ont dès lors une résultante A appliquée au centre de gravité G. Ce point G n'est pas absolument fixe, car il est entraîné dans le mouvement de la Terre. Appelons J l'accélération qui possède à chaque instant ce point G. Nous allons étudier le mouvement du corps par rapport à des axes $Gx'y'z'$, de *directions absolument fixes* ayant le point G pour origine. Nous pourrons regarder ces axes comme fixes, à condition d'ajouter aux forces qui agissent réellement sur les différents points du système les seules forces centrifuges. Ces dernières étant $-mJ$ sont parallèles et proportionnelles aux masses : elles ont donc aussi une résultante Φ appliquée au centre de gravité G. Le mouvement du corps par rapport aux axes $Gx'y'z'$ est donc identique au mouvement d'un solide de révolution suspendu par un point absolument fixe G de son axe et sollicité par des forces admettant une résultante unique passant par le point fixe. Or ce mouvement a été étudié en détail. L'axe $G\sigma$ du plan du maximum des aires est invariable, c'est-à-dire pointé vers la même étoile, et l'axe de révolution de l'instrument décrit d'un mouvement uniforme un cône circulaire autour de cette direction. Enfin le mouvement par rapport à la Terre est le résultat de la superposition du mouvement diurne à ce mouvement simple.

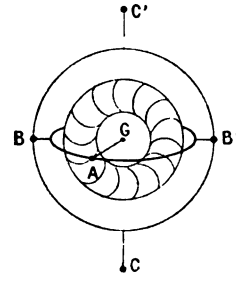
Par exemple, si les conditions initiales sont telles que l'instrument commence par tourner autour de son axe de révolution (axe principal d'inertie relatif au point G), ce mouvement de rotation persistera indéfiniment, l'axe conservant une direction absolument fixe dans l'espace. Donc, dans ce cas, l'axe de l'instrument restera pointé vers la même étoile et, pour l'observateur placé sur la Terre, il suivra l'étoile dans son mouvement diurne. Ce mode de raisonnement conduit aux mêmes résultats que l'analyse de Bour (*Journal de Liouville*; 1863).

Si, au lieu de considérer un solide de révolution, on considérait un solide quelconque suspendu par son centre de gravité, le mouvement du corps par rapport aux axes $Gx'y'z'$ de directions fixes serait un mouvement à la Poinsot, et le mouvement du corps par rapport à la Terre s'obtiendrait en combinant ce mouvement à la Poinsot avec le mouvement diurne. C'est le résultat qu'aurait obtenu Bour s'il avait poussé jusqu'au bout l'analyse qu'il n'a fait qu'indiquer pour ce cas général.

(GUYOU, *loc. cit.*).

Le procédé employé par Foucault pour suspendre un tore par son centre de gravité est le suivant. Un premier anneau tourne autour d'un axe fixe vertical CC' : un deuxième anneau tourne autour d'un axe BB' qui

Fig. 258.



coïncide avec le diamètre du premier anneau perpendiculaire à CC'; enfin, le tore tourne autour d'un axe AGA' coïncidant avec le diamètre du second anneau perpendiculaire à BB'.

EXERCICES.

1. Trouver le mouvement relatif d'un point pesant sur un plan horizontal, en tenant compte du mouvement de la Terre.

Réponse. — En prenant les axes du n° 430, on voit que le point reste dans le plan des xy, $z = 0$; la seule force appliquée, autre que l'attraction, est la réaction normale N du plan. Les équations du mouvement sont alors

$$\frac{d^2x}{dt^2} = 2\omega \sin\lambda \frac{dy}{dt}, \qquad \frac{d^2y}{dt^2} = -2\omega \sin\lambda \frac{dx}{dt}, \qquad 0 = mg - N - 2m\omega \cos\lambda \frac{dy}{dt}.$$

La dernière équation donne la réaction qui diffère un peu du poids du corps, à cause du terme en ω. Les deux premières définissent le mouvement dans le plan des xy. En appliquant le théorème des forces vives, on trouve que la vitesse relative v du mobile est constante et égale à v_0. Désignant par α l'angle de la vitesse avec Ox, on a donc $\frac{dx}{dt} = v_0 \cos\alpha$, $\frac{dy}{dt} = v_0 \sin\alpha$. Ces expressions, portées

dans les équations du mouvement, donnent $\frac{d\alpha}{dt} = -2\omega \sin\lambda$; comme $\frac{ds}{dt} = v_0$, s désignant l'arc de la trajectoire, on a

$$-\rho = \frac{ds}{d\alpha} = -\frac{v_0}{2\omega \sin\lambda}.$$

Le rayon de courbure ρ est donc constant et la trajectoire est un arc de cercle de très grand rayon.

2. Traiter directement par la Théorie du mouvement relatif les problèmes traités dans le premier Volume par la méthode de Lagrange : p. 448, n° 260; p. 455, problèmes 22 et 23; p. 462, problème 2.

3. Mouvement relatif d'un point pesant glissant sur une droite tournant uniformément autour d'un axe vertical fixe Oz qu'elle ne rencontre pas.

Soient OC la perpendiculaire commune à l'axe Oz et à la droite, $CM = r$ la distance du mobile au point C, et α, l'angle de la droite avec l'axe. L'équation du mouvement est

$$\frac{d^2 r}{dt^2} - \omega^2 r \sin^2\alpha = -g \cos\alpha,$$

équation linéaire à coefficients constants avec second membre constant.

Le point se meut comme si la droite était fixe et si le point était repoussé par la position d'équilibre relatif, proportionnellement à la distance.

4. Si, dans toute l'étendue de la trajectoire d'un point pesant dans le vide à la surface de la Terre, on regarde l'attraction comme constante en grandeur et direction, le point semble décrire par rapport à la Terre une parabole qui tourne uniformément autour d'un certain axe.

Bour (les formules que donne Resal dans les *Nouvelles Annales*, 1872, conduisent précisément à ce résultat).

5. Mouvement de chute d'un point pesant dans le vide, quand on regarde la Terre comme un ellipsoïde de révolution homogène et aplati.

(De Saint-Germain, *Nouvelles Annales*, 3e série, t. II, 1883).

6. Un tore pesant et homogène T est mobile autour d'un diamètre équatorial $\xi O \xi'$ horizontal; ce diamètre est animé d'une rotation uniforme ω autour de la verticale du centre O. En un point M du diamètre équatorial perpendiculaire à $\xi O \xi'$ est placé un poids additionnel m. Mouvement du tore autour du diamètre $\xi O \xi'$ [1]. (*Agrégation*, 1874).

Soit $OM = d$; A et C les moments d'inertie du tore par rapport à un diamètre équatorial et par rapport à l'axe de révolution.

Le mouvement sera défini par l'angle θ du rayon OM avec la verticale descendante.

---

[1] Gilbert, *Mémoire sur l'application de la méthode de Lagrange à divers problèmes de mouvement relatif*, p. 276.

L'équation du mouvement est

$$(A + md^2)\,\theta'' - \omega^2(C - A + md^2)\sin\theta\cos\theta = -mgd\sin\theta.$$

7. On donne une surface S dont l'équation, par rapport à trois axes rectangulaires Ox, Oy, Oz, est

$$z = e^{x+y},$$

e désignant la base des logarithmes népériens. Un point matériel M dont on prend la masse pour unité est assujetti à se mouvoir sur la surface S; il est, en outre, soumis à l'action de forces extérieures données. La surface S tourne avec une vitesse angulaire constante ω autour de la droite OA dont les équations, par rapport aux axes Ox, Oy, Oz, sont

$$x = y = z.$$

1° Former les équations différentielles qui définissent le mouvement relatif du point M sur la surface mobile S;

2° Calculer la réaction N de cette surface;

3° Étudier ce mouvement relatif en supposant le point M attiré vers le point O par une force F proportionnelle à la distance MO, et vers le plan P, mené par le point O perpendiculairement à la droite OA, par une force F_1 proportionnelle à la distance Mm du point M à ce plan P.

Les intensités des forces F et F_1, à l'unité de distance, ont respectivement pour valeur ω^2 et $3\omega^2$.

A l'origine du temps, le mobile M se trouve au point ayant pour coordonnées

$$x = y = 0. \qquad z = 1;$$

de plus on a, au même instant,

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{2\omega}{\sqrt{3}}, \qquad \frac{dy}{dt} = \frac{2\omega}{\sqrt{3}},$$

(*Agrégation.*)

8. Une circonférence de rayon R tourne avec une vitesse angulaire constante ω autour d'un de ses diamètres Ox supposé vertical.

Mouvement d'une barre homogène pesante AB, dont les extrémités glissent sans frottement sur la circonférence.

C étant le milieu de la barre, soit $\overline{OC} = a$, θ l'angle de OC avec la verticale descendante Ox, Mk^2 le moment d'inertie de la barre par rapport à C, le théorème des forces vives appliqué au mouvement relatif donne

$$M(k^2 + a^2)\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 = 2Mga\cos\theta + \omega^2\Sigma mr^2 + h,$$

où r désigne la distance du point m de la barre à Ox. On trouve facilement

$$\Sigma mr^2 = Ma^2\sin^2\theta + Mk^2\cos^2\theta.$$

En substituant, on a l'équation du mouvement. $\cos\theta$ est donné en t par une fonction elliptique.

Si $a^2 = k^2$ le mouvement est pendulaire.

Les positions d'équilibre relatif s'obtiennent en égalant à zéro $\frac{d^2\theta}{dt^2}$.

(*Licence*).

9. *Stabilite de l'équilibre relatif d'un point.* — Il est important de remarquer que, si la force centrifuge composée n'intervient pas dans la recherche de l'équilibre relatif, elle apparaît dès que le point se meut et doit entrer en ligne de compte pour la recherche de la stabilité.

Voici cependant un cas particulier qui se présente fréquemment et dans lequel on peut affirmer que l'équilibre est stable. Supposons que la force donnée F appliquée au point m et la force centrifuge $-mJ_e$ dérivent toutes deux d'une fonction de forces, de sorte qu'on ait

$$X - m(J_e)_x = \frac{\partial U}{\partial x}, \qquad \ldots,$$

U étant fonction de x, y, z. Dans ces conditions, on obtiendra les positions d'équilibre relatif du point m, soit libre, soit mobile sur une courbe ou une surface invariablement liée aux axes $Oxyz$, en cherchant parmi les positions possibles du point celles qui rendent la position U *maximum* ou *minimum*. Si, dans une certaine position, U est *maximum*, c'est une position d'équilibre *stable*. En effet, si le point, étant écarté de sa position d'équilibre et lancé avec une petite vitesse relative, se met en mouvement, la force centrifuge composée vient s'ajouter aux autres forces; mais, comme son travail est nul, on a l'intégrale des forces vives

$$\frac{mv^2}{2} = U + h,$$

à laquelle on pourra appliquer tous les raisonnements faits pour la stabilité de l'équilibre dans le mouvement absolu (N°s 208, 245, 267); raisonnements qui reposent uniquement sur l'existence de l'intégrale des forces vives. Ainsi, dans l'exemple du n° 420 (équilibre relatif d'un point pesant sur une courbe plane tournant autour d'une verticale de son plan), on a

$$U = -mgz + \tfrac{1}{2} m\omega^2\rho^2.$$

On peut alors vérifier, par cette méthode, que, pour le cercle tournant, la position $\cos\alpha = \frac{g}{\omega^2 R}$ est stable quand elle existe.

Les mêmes remarques s'appliquent à l'équilibre relatif des systèmes.

CHAPITRE XXIII.

PRINCIPE DE D'ALEMBERT.

I. — ÉQUATION GÉNÉRALE DE LA DYNAMIQUE.

434. Énoncé du principe. — Nous avons déjà énoncé le principe de d'Alembert pour un point matériel (282). Si l'on considère d'une part les vecteurs représentant les forces appliquées à un point m et, d'autre part, un vecteur I appliqué au point, égal et opposé au produit de l'accélération par la masse, on peut interpréter les équations du mouvement de la façon suivante : il y a équilibre à chaque instant entre les forces et le vecteur I qu'on appelle *force d'inertie*.

Soit alors un système de n points $m_1, m_2, \ldots, m_n$ en mouvement; on peut dire qu'il y a, à chaque instant, équilibre entre toutes les forces appliquées aux points et les forces d'inertie de ces points $I_1, I_2, \ldots, I_n$.

435. Équation générale de la Dynamique pour un système à liaisons sans frottement. — Soit un système de n points m_1, $m_2, \ldots, m_n$ de coordonnées $x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2, \ldots$ assujettis à des liaisons données, réalisées sans frottement; ces liaisons peuvent d'ailleurs dépendre du temps. Les points sont sollicités par des forces données.

Appelons (X_ν, Y_ν, Z_ν) les projections de la résultante F_ν des forces données appliquées au point m_ν. D'après le principe de d'Alembert, il y a équilibre à chaque instant entre les forces d'inertie, les forces données F_ν et les forces provenant des liaisons. Si donc on imprime au système un déplacement virtuel *quelconque*, la somme des travaux des forces d'inertie, des forces données et des forces de liaison est nulle. Mais si le déplacement virtuel *est compatible avec les liaisons qui ont lieu à l'instant t*,

la somme des travaux des forces de liaison est nulle d'elle-même (n° 170); donc *la somme des travaux des forces d'inertie et des forces données est nulle.* Appelons δx_ν, δy_ν, δz_ν les composantes d'un déplacement virtuel du point m_ν compatible avec les liaisons qui ont lieu à l'instant t; les projections de la force d'inertie I_ν du point m_ν sont $-m_\nu \frac{d^2 x_\nu}{dt^2}$, $-m_\nu \frac{d^2 y_\nu}{dt^2}$, $-m_\nu \frac{d^2 z_\nu}{dt^2}$; on a donc l'équation

$$(1)\qquad \left\{ \sum_\nu \left[\left(X_\nu - m_\nu \frac{d^2 x_\nu}{dt^2}\right) \delta x_\nu + \left(Y_\nu - m_\nu \frac{d^2 y_\nu}{dt^2}\right) \delta y_\nu + \left(Z_\nu - m_\nu \frac{d^2 z_\nu}{dt^2}\right) \delta z_\nu \right] = 0 \right.$$

qui constitue l'équation générale de la Dynamique des systèmes sans frottement.

436. **Équations du mouvement par la méthode des multiplicateurs de Lagrange.** — Supposons, ce qui n'est pas toujours possible, les liaisons exprimées par des équations finies, entre les coordonnées des points et le temps,

$$(2)\qquad \left\{ \begin{array}{l} f_1(x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2, \ldots, x_n, y_n, z_n, t) = 0, \\ f_2(x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2, \ldots, x_n, y_n, z_n, t) = 0, \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\ f_h(x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2, \ldots, x_n, y_n, z_n, t) = 0. \end{array} \right.$$

On conçoit comment les liaisons peuvent dépendre du temps; c'est ce qui arrive, par exemple, quand un point du système est assujetti à glisser sur une surface ou sur une courbe animée d'un mouvement connu.

Comme pour le cas de l'équilibre, il faut supposer le nombre des équations de liaison inférieur à $3n$; si ce nombre était $3n$, le mouvement du système serait déterminé. Nous poserons encore

$$h = 3n - k.$$

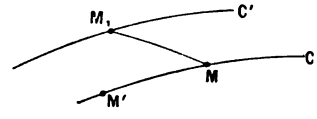
Imprimons au système un déplacement virtuel δx_1, δy_1, δz_1, ..., δx_n, δy_n, δz_n compatible avec les liaisons qui ont lieu à l'instant t. Ce déplacement devra se faire de façon que les équations (2), dans lesquelles t possède la valeur numérique qui correspond à l'instant

considéré, soient satisfaites; on aura donc les relations entre les différentielles δx_ν, δy_ν, δz_ν, en différentiant les équations de liaisons où t sera considéré comme une constante. On a de cette façon

$$(3)\qquad \left\{\begin{array}{l} \dfrac{\partial f_1}{\partial x_1}\delta x_1+\dfrac{\partial f_1}{\partial y_1}\delta y_1+\dfrac{\partial f_1}{\partial z_1}\delta z_1+\ldots+\dfrac{\partial f_1}{\partial z_n}\delta z_n=0,\\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots,\\ \dfrac{\partial f_h}{\partial x_1}\delta x_1+\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots+\dfrac{\partial f_h}{\partial z_n}\delta z_n=0. \end{array}\right.$$

Il est à remarquer que le déplacement réel du système ne fait pas partie des déplacements virtuels que nous considérons ici, lorsque les liaisons dépendent du temps. Par exemple, dans le mouvement d'un point assujetti à se déplacer sur une courbe C animée d'un mouvement donné, le seul déplacement virtuel de M,

Fig. 259.



compatible avec les liaisons à l'instant t, est le déplacement MM' effectué sur la courbe C dans la position qu'elle occupe à l'instant t; mais à l'instant $t+dt$, la courbe C est venue en C', et le point mobile en un point M_1 de cette courbe : le déplacement réel MM_1 ne coïncide donc pas, en général, avec le déplacement virtuel. En général, les déplacements réels dx, dy, dz satisfont aux relations

$$\frac{\partial f_i}{\partial x_1}dx_1+\frac{\partial f_i}{\partial y_1}dy_1+\frac{\partial f_i}{\partial z_1}dz_1+\ldots+\frac{\partial f_i}{\partial z_n}dz_n+\frac{\partial f_i}{dt}dt=0,$$

et ces équations sont incompatibles avec les équations des déplacements virtuels considérés

$$\frac{\partial f_i}{\partial x_1}\delta x_1+\ldots+\frac{\partial f_i}{\partial z_n}\delta z_n=0,$$

à moins que toutes les expressions $\frac{\partial f_i}{dt}$ soient nulles, c'est-à-dire que les liaisons soient indépendantes du temps.

Les équations (3) montrent que parmi les $3n$ variations δx_ν,

δy_ν, δz_ν, il y en a k d'arbitraires; les h autres s'exprimeront linéairement en fonction des k premières au moyen de ces équations; nous pourrions porter les valeurs ainsi obtenues dans l'équation générale de la Dynamique (1) qui devrait alors être satisfaite, quelles que soient les variations arbitraires. Il sera plus simple d'employer la méthode des multiplicateurs de Lagrange, et nous aurons, par un calcul semblable à celui qui a déjà été fait dans le cas de l'équilibre (n° 179),

$$(4)\qquad \left\{\begin{aligned} m_\nu \frac{d^2 x_\nu}{dt^2} &= X_\nu + \lambda_1 \frac{\partial f_1}{\partial x_\nu} + \ldots + \lambda_h \frac{\partial f_h}{\partial x_\nu}, \\ m_\nu \frac{d^2 y_\nu}{dt^2} &= Y_\nu + \lambda_1 \frac{\partial f_1}{\partial y_\nu} + \ldots + \lambda_h \frac{\partial f_h}{\partial y_\nu}, \\ m_\nu \frac{d^2 z_\nu}{dt^2} &= Z_\nu + \lambda_1 \frac{\partial f_1}{\partial z_\nu} + \ldots + \lambda_h \frac{\partial f_h}{\partial z_\nu}; \end{aligned}\right.$$

résultats obtenus en remplaçant, dans les équations d'équilibre, X_ν, Y_ν, Z_ν par $X_\nu - m_\nu \frac{d^2 x_\nu}{dt^2}$, $Y_\nu - m_\nu \frac{d^2 y_\nu}{dt^2}$ et $Z_\nu - m_\nu \frac{d^2 z_\nu}{dt^2}$.

Nous avons ainsi trois équations pour chaque point du système, soit $3n$ relations, qui, jointes aux h équations de liaisons, permettront de déterminer les $3n$ coordonnées et les h paramètres λ en fonction du temps. L'interprétation mécanique des λ est la même que dans le cas de l'équilibre : la force de liaison, provenant de la liaison $f_1 = 0$ sur le point m_ν, a pour projections

$$\lambda_1 \frac{\partial f_1}{\partial x_\nu}, \qquad \lambda_1 \frac{\partial f_1}{\partial y_\nu}, \qquad \lambda_1 \frac{\partial f_1}{\partial z_\nu}.$$

Cette méthode n'est pratique que si le nombre des points du système est peu considérable; s'il en est autrement, on cherchera à ramener la résolution du problème à l'intégration du plus petit nombre possible d'équations, en exprimant les $3n$ coordonnées en fonction de t et de k paramètres. Cette méthode, qui conduit aux équations de Lagrange, est exposée dans le Chapitre suivant.

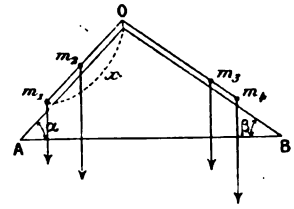
Nous nous bornerons actuellement à faire quelques applications directes du principe de d'Alembert.

Remarque. — Il n'est pas toujours possible d'exprimer les liaisons par des équations finies telles que (2) entre les coordonnées. Par exemple, si une surface S est assujettie à rouler et à pi-

voter sur une surface fixe Σ, on exprime cette liaison en écrivant que la vitesse du point de S au contact avec Σ est nulle, ce qui ne donne pas une équation finie. Néanmoins l'équation générale (1) s'applique à un système matériel contenant cette liaison qui a été étudiée en Statique (n° 170).

437. Problème. — Soient deux droites OA, OB situées dans un même plan vertical et faisant avec l'horizontale les angles α et β; sur ces droites glissent sans frottement des points matériels pesants m_1, m_2, m_3, m_4 rat-

Fig. 260.



tachés entre eux par un fil flexible, inextensible et sans masse, allant passer en O sur une poulie infiniment petite. On demande de trouver le mouvement du système.

La force d'inertie du point m_1, comptée positivement de O vers A, a pour valeur

$$-m_1 \frac{d^2x}{dt^2},$$

en désignant par x la distance m_1O. Les forces d'inertie de m_2, m_3, m seront de même

$$-m_2 \frac{d^2x}{dt^2}, \quad -m_3 \frac{d^2x}{dt^2}, \quad -m_4 \frac{d^2x}{dt^2},$$

en prenant comme sens positif sur OB le sens de B vers O. Le sens positif sur les deux côtés est donc BOA.

Il nous faut écrire que le système est en équilibre sous l'action de ces forces d'inertie et des poids $m_1 g$, $m_2 g$, $m_3 g$, $m_4 g$ de m_1, m_2, m_3, m_4. Le seul déplacement virtuel possible est le déplacement réel, c'est-à-dire un glissement δx du système. Le travail virtuel des forces d'inertie pour ce déplacement est manifestement

$$-m_1 \frac{d^2x}{dt^2}\delta x - m_2 \frac{d^2x}{dt^2}\delta x - m_3 \frac{d^2x}{dt^2}\delta x - m_4 \frac{d^2x}{dt^2}\delta x.$$

Quant au travail des poids, il est

$$m_1 g\,\delta x \sin\alpha + m_2 g\,\delta x \sin\alpha - m_3 g\,\delta x \sin\beta - m_4 g\,\delta x \sin\beta$$

nous avons l'équation du mouvement en écrivant que la somme de ces travaux est nulle, ce qui donne

$$(m_1 + m_2 + m_3 + m_4)\frac{d^2x}{dt^2} = (m_1 + m_2)g\sin\alpha - (m_3 + m_4)g\sin\beta.$$

$\frac{d^2x}{dt^2}$ est donc constant, et le mouvement est uniformément accéléré à moins que la quantité

$$(m_1 + m_2)g\sin\alpha - (m_3 + m_4)g\sin\beta$$

soit nulle, ce qui est la condition d'équilibre; dans ce cas, le mouvement serait uniforme. Quand un des points a passé par O, l'équation doit être modifiée.

438. Mouvement d'une chaîne homogène pesante sur une courbe fixe. — Nous avons vu en Statique (p. 247) que la condition d'équilibre de la chaîne est que la somme des composantes tangentielles des forces soit nulle. Il en résulte que nous aurons le mouvement cherché en exprimant qu'à chaque instant la somme des composantes tangentielles des forces d'inertie et des poids est nulle.

Soient Oz la verticale ascendante et $z = \psi(s)$ la relation entre l'ordonnée et l'arc. Le cosinus de l'angle de la direction positive de la tangente avec la verticale est $\psi'(s)$; la composante tangentielle du poids de l'élément $\delta\lambda$ est donc, en conservant les notations que nous avons déjà employées pour ce même problème (n° 347),

$$(mg)_t = -\rho g\,\delta\lambda\psi'(\sigma + \lambda);$$

la somme de ces composantes est donc

$$\sum(mg)_t = -\rho g\int_{-l}^{+l}\psi'(\sigma + \lambda)\,\delta\lambda = -\rho g[\psi(\sigma + l) - \psi(\sigma - l)].$$

La composante tangentielle de l'accélération étant $\frac{d^2s}{dt^2}$, la composante tangentielle Φ_t de la force d'inertie de ce même élément $\delta\lambda$ est

$$-m\frac{d^2s}{dt^2}$$

ou

$$-m\frac{d^2\sigma}{dt^2}.$$

La somme de ces composantes est donc

$$-\frac{d^2\sigma}{dt^2}\sum m$$

ou

$$-2l\rho\frac{d^2\sigma}{dt^2}.$$

Écrivant que la somme de toutes les composantes $(mg)_t$ et Φ_t est nulle, on retrouve l'équation déjà établie

$$\frac{d^2\sigma}{dt^2}=-\frac{g}{2l}[\psi(\sigma+l)-\psi(\sigma-l)].$$

II. — THÉORÈMES DÉDUITS DU PRINCIPE DE D'ALEMBERT.

439. Cas particulier du théorème des projections des quantités de mouvement. — Nous pouvons écrire l'équation générale de la Dynamique donnée par le principe de d'Alembert sous la forme

$$(1)\qquad \left\{\begin{aligned}&\sum\left[m_\nu\left(\frac{d^2x_\nu}{dt^2}\delta x_\nu+\frac{d^2y_\nu}{dt^2}\delta y_\nu+\frac{d^2z_\nu}{dt^2}\delta z_\nu\right)\right]\\&=\sum(X_\nu\,\delta x_\nu+Y_\nu\,\delta y_\nu+Z_\nu\,\delta z_\nu),\end{aligned}\right.$$

le premier membre étant étendu à tous les points du système et le second seulement à ceux auxquels sont appliquées les *forces données*.

En faisant certaines hypothèses sur les liaisons, nous pourrons faire d'utiles remarques.

Supposons d'abord que les liaisons soient telles que le système puisse prendre un mouvement de translation parallèlement à Ox; dans ce déplacement, on aura

$$\delta x_1=\delta x_2=\ldots=\delta x_n,$$
$$\delta y_1=\delta z_1=\delta y_2=\delta z_2=\ldots=\delta y_n=\delta z_n=0,$$

et l'équation (1) deviendra

$$\sum m_\nu\frac{d^2x_\nu}{dt^2}=\sum X_\nu,\qquad \frac{d}{dt}\sum m_\nu\frac{dx_\nu}{dt}=\sum X_\nu,$$

équation qui exprime le théorème suivant :

Si les liaisons permettent à chaque instant un déplacement d'ensemble parallèle à un axe fixe, la dérivée par rapport au temps de la somme des projections des quantités de mouve-

ment sur cet axe est égale à la somme des projections des forces données sur le même axe.

Ce théorème est un cas particulier du théorème des quantités de mouvement projetées. La dérivée par rapport au temps de la somme des projections des quantités de mouvement sur un axe est toujours égale à la somme des projections des forces *extérieures* sur le même axe. Seulement, en général, les projections de ces forces extérieures comprennent à la fois des forces données et des forces de liaison. Le théorème actuel s'applique à une catégorie de problèmes dans lesquels les projections des forces extérieures sur l'axe considéré *ne comprennent pas de forces de liaison.*

Par exemple, si l'on cherche le mouvement d'une barre pesante dont les extrémités glissent sur deux surfaces fixes S et S', le théorème général s'applique à la projection du mouvement sur un axe quelconque Ox; mais, dans les projections des forces extérieures, il faut compter les projections des réactions des deux surfaces S et S'; le théorème actuel ne s'applique pas si S et S' sont prises au hasard.

Il ne s'appliquerait que si les surfaces S et S' étaient des cylindres parallèles à Ox, car alors les liaisons permettraient un déplacement d'ensemble de la barre parallèlement à Ox; dans ce cas, les projections des réactions normales sur Ox sont nulles.

On reconnaît, en général, que le système admet une translation parallèle à Ox, lorsque les équations de liaisons ne contiennent les abscisses que par leurs différences.

440. Cas particulier du théorème des moments. — Admettons maintenant que les liaisons permettent une rotation d'ensemble du système, autour de l'axe des z; si l'on désigne par $\delta\theta$ cette rotation élémentaire, on sait que l'on a

$$\delta x_\nu = -y_\nu\,\delta\theta, \qquad \delta y_\nu = x_\nu\,\delta\theta, \qquad \delta z_\nu = 0;$$

l'équation générale devient alors

$$\sum m_\nu\left(x_\nu\frac{d^2y_\nu}{dt^2} - y_\nu\frac{d^2x_\nu}{dt^2}\right) = \frac{d}{dt}\sum m_\nu\left(x_\nu\frac{dy_\nu}{dt} - y_\nu\frac{dx_\nu}{dt}\right)$$
$$= \sum(x_\nu Y_\nu - y_\nu X_\nu),$$

c'est-à-dire :

Si les liaisons permettent à chaque instant un mouvement de rotation du système autour d'un axe, la dérivée de la somme des moments des quantités de mouvement par rapport à cet axe est égale à la somme des moments des forces données par rapport au même axe.

Nous remarquerons encore ici que ce théorème est un cas particulier du théorème des moments des quantités de mouvement, en ce que ce sont les forces données seules qui figurent dans l'énoncé au lieu des forces extérieures.

441. Cas particulier du théorème des forces vives. — Supposons enfin que les liaisons sont *indépendantes du temps.*

Alors parmi les déplacements compatibles avec les liaisons se trouve le *déplacement réel* dx_ν, dy_ν, dz_ν et l'on peut, dans l'équation (1), remplacer δx_ν, δy_ν, δz_ν par dx_ν, dy_ν, dz_ν.

On a ainsi

$$\sum m_\nu\left(\frac{d^2x_\nu}{dt^2}dx_\nu+\frac{d^2y_\nu}{dt^2}dy_\nu+\frac{d^2z_\nu}{dt^2}dz_\nu\right)$$
$$=\sum(X_\nu\,dx_\nu+Y_\nu\,dy_\nu+Z_\nu\,dz_\nu),$$

$$d\sum\frac{mv^2}{2}=\sum(X_\nu\,dx_\nu+Y_\nu\,dy_\nu+Z_\nu\,dz_\nu).$$

Donc :

Si les liaisons sont indépendantes du temps, la différentielle de la demi-force vive du système est égale à la somme des travaux des forces données.

C'est un cas particulier du théorème des forces vives (n° 346).

Nous pouvons vérifier ce théorème en partant des équations du mouvement obtenues par la méthode des multiplicateurs de Lagrange [équations (4), p. 322].

Faisons sur ces équations la combinaison des forces vives, nous aurons,

en ordonnant par rapport aux λ,

$$d\sum\frac{mv^2}{2}=\sum(X_\nu dx_\nu+Y_\nu dy_\nu+Z_\nu dz_\nu)$$
$$-\lambda_1\sum_\nu\left(\frac{\partial f_1}{\partial x_\nu}dx_\nu+\frac{\partial f_1}{\partial y_\nu}dy_\nu+\frac{\partial f_1}{\partial z_\nu}dz_\nu\right)-\ldots$$
$$-\lambda_h\sum_\nu\left(\frac{\partial f_h}{\partial x_\nu}dx_\nu+\frac{\partial f_h}{\partial y_\nu}dy_\nu+\frac{\partial f_h}{\partial z_\nu}dz_\nu\right),$$

et les coefficients des λ sont nuls quand les équations $f_1=0$, $f_2=0$, .. $f_h=0$ ne contiennent pas t. Si f_1 contenait t, le coefficient de λ_1 ne serait pas nul, mais égal à $-\frac{\partial f_1}{\partial t}dt$.

III. — APPLICATION DU PRINCIPE DE D'ALEMBERT AU CAS DU FROTTEMENT DE GLISSEMENT.

442. Imaginons un système assujetti à deux sortes de liaisons :

1° Des liaisons L sans frottement dépendant ou non du temps;

2° Des liaisons L', consistant en ce que certains points $m_1, m_2, \ldots, m_p$ sont assujettis à glisser *avec frottement* sur des surfaces fixes données $S_1, S_2, \ldots, S_p$.

La réaction totale R_1 de la surface S_1 sur le point m_1 est la résultante d'une force normale N_1 et d'une force tangentielle (frottement) égale à f_1N_1 et dirigée en sens contraire de la vitesse du point, f_1 étant le coefficient de frottement sur S_1. On a de même les réactions totales $R_2, \ldots R_p$ des autres surfaces $S_2, \ldots, S_p$ sur les autres points $m_2, \ldots, m_p$.

D'après le principe de d'Alembert, il y a équilibre à chaque instant entre les forces d'inertie, les forces données, les forces de liaison provenant des liaisons L sans frottement et les forces de liaison $R_1, \ldots, R_p$ provenant des liaisons L'.

Si donc on imprime au système un déplacement virtuel quelconque, la somme des travaux de toutes les forces, y compris les forces de liaison, est nulle. Mais si l'on imprime, en particulier, un déplacement virtuel qui soit compatible avec la liaison L sans frottement, et dans lequel chaque point $m_1, m_2, \ldots, m_p$ soit assujetti à se déplacer *normalement* à la réaction totale $R_1, R_2, \ldots, R_p$ correspondante, la somme des travaux des forces de liaison L et des forces $R_1, R_2, \ldots, R_p$ est nulle d'elle-même; la somme des travaux des forces données et des forces d'inertie est donc nulle aussi. On obtiendra donc les équations du mouvement en écrivant que, pour tous les déplacements virtuels qui sont compatibles avec les liaisons L et dans lesquels chaque point $m_1, m_2, \ldots, m_p$ se déplace normalement à la réaction totale R_ν correspondante, la somme des travaux

des forces données et des forces d'inertie est nulle. (*Comptes rendus*, 1892, t. CXIV, p. 331.)

443. *Exemple.* — Reprenons à ce point de vue le problème du n° 376, *fig.* 214. Dans ce problème, les points A et B glissent avec frottement sur Ox et Oy. La réaction totale R de l'axe Ox en A est bissectrice de l'angle NAN; la réaction totale R′ de l'axe Oy en B est bissectrice de l'angle N′BN′.

Pour obtenir un déplacement virtuel de l'échelle dans lequel les travaux de R et R′ sont nuls, on lui imprimera un déplacement virtuel dans lequel A et B se déplacent normalement aux réactions R et R′. D'après la propriété du centre instantané de rotation, cela revient à faire tourner la barre d'un angle infiniment petit autour du point d'intersection I des réactions R et R′. Les droites suivant lesquelles sont dirigées les réactions R et R′ ayant pour équations

$$x - 2l\sin\alpha + y = 0, \qquad x - y + 2l\cos\alpha = 0,$$

le point I a pour coordonnées

$$(1) \qquad x_1 = l(\sin\alpha - \cos\alpha), \qquad y_1 = l(\sin\alpha + \cos\alpha).$$

Il faudra alors exprimer que, dans le déplacement virtuel obtenu en faisant tourner, d'un angle infiniment petit, la droite AB autour de I, la somme des travaux du poids et des forces d'inertie est nulle; ou encore que la somme des moments du poids et des forces d'inertie par rapport au point I est nulle. Ce qui donne, en appelant m la masse totale de l'échelle et μ la masse du point de l'échelle de coordonnées x et y,

$$(\xi - x_1)mg + \sum \mu\left[(x - x_1)\frac{d^2y}{dt^2} - (y - y_1)\frac{d^2x}{dt^2}\right] = 0,$$

la somme $\sum$ étant étendue à tous les points. Si l'on remarque que les quantités $\sum \mu\frac{d^2x}{dt^2}$, $\sum \mu\frac{d^2y}{dt^2}$, et $\sum \mu\left(x\frac{d^2y}{dt^2} - y\frac{d^2x}{dt^2}\right)$ sont respectivement égales à $m\frac{d^2\xi}{dt^2}$, $m\frac{d^2\eta}{dt^2}$ et $m(k^2 - l^2)\frac{d^2\alpha}{dt^2}$, et, si l'on remplace x_1, ξ, η par leurs valeurs, on trouve, après réduction, l'équation (5) du n° 376.

On pourra consulter, sur la théorie générale du frottement dans ses rapports avec le principe de d'Alembert, les *Leçons sur l'intégration des équations de la Mécanique*, par M. Painlevé (HERMANN, 1895).

EXERCICES.

1. Un corps solide tourne autour d'un axe Oz avec une vitesse angulaire variable ω. Calculer à un instant t la résultante générale et le moment résultant des forces d'inertie par rapport au point O.

Réponse. — D'après les calculs du n° 360, on a, pour les projections de la résultante générale des forces d'inertie,

$$X_1 = -\sum m \frac{d^2x}{dt^2} = \omega^2 \sum mx + \omega' \sum my,$$

$$Y_1 = \omega^2 \sum my - \omega' \sum mx, \qquad Z_1 = 0$$

et, pour les projections du moment résultant,

$$L_1 = -\sum m\left(y\frac{d^2z}{dt^2} - z\frac{d^2y}{dt^2}\right) = -\omega^2 \sum myz + \omega' \sum mxz,$$

$$M_1 = \omega^2 \sum mxz + \omega' \sum myz, \qquad N_1 = -Mk^2\omega',$$

ω' désignant la dérivée de ω par rapport à t.

2. Conditions pour que les forces d'inertie d'un corps solide tournant autour d'un axe fixe aient une résultante unique.

Réponse. — Il faut que le centre de gravité ne soit pas sur l'axe pour que $X_1^2 + Y_1^2$ soit différent de zéro, et que

$$L_1X_1 + M_1Y_1 + N_1Z_1 = 0,$$

c'est-à-dire

$$(\omega^4 + \omega'^2)\left(\sum mx \sum myz - \sum my \sum mxz\right) = 0.$$

Le premier facteur n'étant pas nul, le second doit l'être. Ce second facteur égalé à zéro exprime que l'axe de rotation est *principal pour un de ses points.*

3. Conditions pour que les forces d'inertie des points d'un solide tournant autour d'un axe *fixe se réduisent à un couple.*

Réponse. — Il faut et suffit que $X_1 = 0$, $Y_1 = 0$; d'où $\sum mx = 0$, $\sum my = 0$. Le centre de gravité doit être sur l'axe.

4. Déduire du principe de d'Alembert les équations du mouvement d'un fil.

Soient ds l'élément d'arc d'un fil, μ sa densité linéaire, x, y, z ses coordonnées. L'arc s étant compté à partir de l'extrémité du fil, par exemple, les coordonnées de l'élément ds dans le mouvement sont des fonctions des variables indépendantes s et t.

Les équations d'équilibre sont

$$\frac{d}{ds}\left(T\frac{dx}{ds}\right) + X = 0, \qquad \ldots$$

X, Y, Z désignant les projections de la force extérieure rapportée à l'unité de longueur. La force d'inertie de l'élément ds de masse $\mu\, ds$ a pour projections

$$-\mu\, ds \frac{\partial^2 x}{\partial t^2}, \quad \ldots,$$

la force d'inertie rapportée à l'unité de longueur est donc

$$-\mu \frac{\partial^2 x}{\partial t^2}, \quad \ldots.$$

Écrivant qu'il y a équilibre entre les forces réellement appliquées X, Y, Z et les forces d'inertie, on a

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial s}\left(\mathrm{T}\frac{\partial x}{\partial s}\right) + \mathrm{X} - \mu \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} &= 0,\\
\frac{\partial}{\partial s}\left(\mathrm{T}\frac{\partial y}{\partial s}\right) + \mathrm{Y} - \mu \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} &= 0,\\
\frac{\partial}{\partial s}\left(\mathrm{T}\frac{\partial z}{\partial s}\right) + \mathrm{Z} - \mu \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} &= 0,
\end{aligned}$$

où nous mettons des ∂ de ronde pour désigner les dérivées partielles. Ces trois équations jointes à $\left(\frac{\partial x}{\partial s}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial s}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial s}\right)^2 = 1$ définissent x, y, z, T comme fonctions de s et t. La quantité μ est une fonction donnée de s.

CHAPITRE XXIV.

ÉQUATIONS DE LAGRANGE.

I. — FORMATION DES ÉQUATIONS.

444. Réduction des équations du mouvement au nombre minimum dans un système sans frottement. — Imaginons comme précédemment un système de n points assujettis à des liaisons telles que la position du système, au point de vue géométrique, dépende de k paramètres géométriquement indépendants q_1, q_2, ..., q_k. On pourra alors exprimer les coordonnées de chaque point du système en fonction de ces paramètres; dans le cas général où les liaisons contiennent le temps, les expressions des coordonnées des différents points en fonction de $q_1, q_2, \ldots, q_k$ contiendront t

$$(1)\qquad \begin{cases} x_\nu = \varphi_\nu(q_1, q_2, \ldots, q_k, t), \\ y_\nu = \psi_\nu(q_1, q_2, \ldots, q_k, t), \\ z_\nu = \varpi_\nu(q_1, q_2, \ldots, q_k, t). \end{cases}$$

Quand les liaisons sont exprimées par des équations, telles que les équations (2) du n° 436, ces expressions des coordonnées sont, par hypothèse, de telle nature qu'en les portant dans les équations de liaisons ces équations soient identiquement satisfaites, quels que soient $q_1, q_2, \ldots, q_k, t$.

On obtiendra alors le déplacement virtuel le plus général du système compatible avec les liaisons à l'instant t en donnant à $q_2, \ldots, q_k$ des accroissements infiniment petits arbitraires δq_1, $\delta q_2, \ldots, \delta q_k$, ce qui donne

$$\delta x_\nu = \frac{\partial \varphi_\nu}{\partial q_1}\delta q_1 + \frac{\partial \varphi_\nu}{\partial q_2}\delta q_2 + \ldots + \frac{\partial \varphi_\nu}{\partial q_k}\delta q_k,$$

et deux formules analogues pour δy_ν et δz_ν. Portant ces valeurs

dans l'équation générale de la Dynamique (n° 435), on obtient une équation de la forme

$$(2)\qquad (P_1 - Q_1)\,\delta q_1 + (P_2 - Q_2)\,\delta q_2 + \ldots + (P_k - Q_k)\,\delta q_k = 0,$$

en posant, pour abréger,

$$P_\alpha = \sum_\nu m_\nu \left(\frac{d^2 x_\nu}{dt^2}\frac{\partial \varphi_\nu}{\partial q_\alpha} + \frac{d^2 y_\nu}{dt^2}\frac{\partial \psi_\nu}{\partial q_\alpha} + \frac{d^2 z_\nu}{dt^2}\frac{\partial \varpi_\nu}{\partial q_\alpha} \right),$$

$$Q_\alpha = \sum_\nu \left(X_\nu \frac{\partial \varphi_\nu}{\partial q_\alpha} + Y_\nu \frac{\partial \psi_\nu}{\partial q_\alpha} + Z_\nu \frac{\partial \varpi_\nu}{\partial q_\alpha} \right).$$

L'équation (2) devant avoir lieu, quels que soient $\delta q_1, \delta q_2, \ldots, \delta q_k$, puisqu'elle a lieu pour tous les déplacements virtuels compatibles avec les liaisons, se décompose en k équations

$$(3)\qquad P_1 - Q_1 = 0, \qquad P_2 - Q_2 = 0, \qquad \ldots, \qquad P_k - Q_k = 0.$$

Les expressions des quantités P_α se transforment, comme nous l'avons fait dans le cas d'un point matériel (n° 278).

Nous pouvons écrire, en supprimant les indices ν pour simplifier l'écriture,

$$P_\alpha = \frac{d}{dt}\sum m \left(\frac{dx}{dt}\frac{\partial \varphi}{\partial q_\alpha} + \frac{dy}{dt}\frac{\partial \psi}{\partial q_\alpha} + \frac{dz}{dt}\frac{\partial \varpi}{\partial q_\alpha} \right) - \sum m \left(\frac{dx}{dt}\frac{d\frac{\partial \varphi}{\partial q_\alpha}}{dt} + \frac{dy}{dt}\frac{d\frac{\partial \psi}{\partial q_\alpha}}{dt} + \frac{dz}{dt}\frac{d\frac{\partial \varpi}{\partial q_\alpha}}{dt} \right).$$

Si nous désignons par x', y', z' les dérivées $\frac{dx}{dt}, \frac{dy}{dt}, \frac{dz}{dt}$, l'expression de P_α devient

$$P_\alpha = \frac{d}{dt}\sum m \left(x'\frac{\partial \varphi}{\partial q_\alpha} + y'\frac{\partial \psi}{\partial q_\alpha} + z'\frac{\partial \varpi}{\partial q_\alpha} \right) - \sum m \left(x'\frac{d\frac{\partial \varphi}{\partial q_\alpha}}{dt} + y'\frac{d\frac{\partial \psi}{\partial q_\alpha}}{dt} + z'\frac{d\frac{\partial \varpi}{\partial q_\alpha}}{dt} \right).$$

Désignons de même par $q'_1, q'_2, \ldots, q'_k$ les dérivées de $q_1, q_2, \ldots, q_k$ considérées comme fonctions du temps; en différentiant les équations (1), nous aurons

$$x' = \frac{\partial \varphi}{\partial q_1} q'_1 + \frac{\partial \varphi}{\partial q_2} q'_2 + \ldots + \frac{\partial \varphi}{\partial q_\alpha} q'_\alpha + \ldots + \frac{\partial \varphi}{\partial q_k} q'_k + \frac{\partial \varphi}{\partial t}.$$

En considérant x' comme fonction des q, des q' et de t, on voit immédiatement que

$$\frac{\partial x'}{\partial q'_\alpha} = \frac{\partial \varphi}{\partial q_\alpha};$$

on aura de même

$$\frac{\partial y'}{\partial q'_\alpha} = \frac{\partial \psi}{\partial q_\alpha}, \qquad \frac{\partial z'}{\partial q'_\alpha} = \frac{\partial \varpi}{\partial q_\alpha},$$

l'expression de P_α devient alors

$$\begin{aligned} P_\alpha = \frac{d}{dt}\sum m\left(x'\frac{\partial x'}{\partial q'_\alpha} + y'\frac{\partial y'}{\partial q'_\alpha} + z'\frac{\partial z'}{\partial q'_\alpha}\right) \\ - \sum m\left(x'\frac{d\frac{\partial \varphi}{\partial q_\alpha}}{dt} + y'\frac{d\frac{\partial \psi}{\partial q_\alpha}}{dt} + z'\frac{d\frac{\partial \varpi}{\partial q_\alpha}}{dt}\right). \end{aligned}$$

Pour transformer la seconde parenthèse, nous remarquerons que l'on a

$$\frac{d\frac{\partial \varphi}{\partial q_\alpha}}{dt} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial q_\alpha \partial q_1} q'_1 + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial q_\alpha \partial q_2} q'_2 + \ldots + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial q_\alpha \partial q_k} q'_k + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial q_\alpha \partial t},$$

puisque $\frac{\partial \varphi}{\partial q_\alpha}$ est fonction des variables $q_1, \ldots, q_k, t$; on vérifie immédiatement que cette expression est identique à la dérivée x' par rapport à q_α :

$$\frac{d\frac{\partial \varphi}{\partial q_\alpha}}{dt} = \frac{\partial x'}{\partial q_\alpha},$$

et l'on aurait semblablement

$$\frac{d\frac{\partial \psi}{\partial q_\alpha}}{dt} = \frac{\partial y'}{\partial q_\alpha}, \qquad \frac{d\frac{\partial \varpi}{\partial q_\alpha}}{dt} = \frac{\partial z'}{\partial q_\alpha}.$$

Il nous vient alors

$$\begin{aligned} P_\alpha = \frac{d}{dt}\sum m\left(x'\frac{\partial x'}{\partial q'_\alpha} + y'\frac{\partial y'}{\partial q'_\alpha} + z'\frac{\partial z'}{\partial q'_\alpha}\right) \\ - \sum m\left(x'\frac{\partial x'}{\partial q_\alpha} + y'\frac{\partial y'}{\partial q_\alpha} + z'\frac{\partial z'}{\partial q_\alpha}\right). \end{aligned}$$

Soit alors T la demi-force vive totale du système

$$T = \frac{1}{2}\sum m(x'^2 + y'^2 + z'^2).$$

En considérant T comme fonction de $q_1, q_2, \ldots, q_k, q'_1, \ldots, q'_k, t$, on voit que les sommes qui entrent dans l'expression de P_α sont respectivement $\frac{\partial T}{\partial q'_\alpha}$ et $\frac{\partial T}{\partial q_\alpha}$; on a donc

$$P_\alpha = \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial q'_\alpha}\right) - \frac{\partial T}{\partial q_\alpha},$$

en sorte que les équations du mouvement sont

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial q'_\alpha}\right) - \frac{\partial T}{\partial q_\alpha} = Q_\alpha \qquad (\alpha = 1, 2, 3, \ldots, k).$$

Ce sont là les équations de Lagrange.

La fonction T est du second degré par rapport à $q'_1, q'_2, \ldots, q'_k$; par conséquent, les équations précédentes sont du second ordre; elles donneront $q_1, q_2, \ldots, q_k$ en fonction du temps et de $2k$ constantes arbitraires. Nous remarquerons que dans le cas où les liaisons sont indépendantes du temps, on peut faire en sorte que les expressions φ, ψ, ϖ, obtenues pour les coordonnées, ne contiennent pas explicitement t; alors la fonction T est *homogène* et du second degré par rapport à $q'_1, q'_2, \ldots, q'_k$; c'est d'ailleurs une quantité essentiellement positive d'après sa définition même : T est donc alors une forme quadratique définie positive de $q'_1, \ldots, q'_k$.

En général, pour calculer les Q_α, on n'a qu'à former l'expression de la somme des travaux virtuels des forces données pour le déplacement le plus général compatible avec les liaisons à l'instant t; cette somme est, comme nous venons de le voir, $Q_1\,\delta q_1 + \ldots + Q_k\,\delta q_k$. Si l'on veut un Q_α déterminé, il suffit de considérer le déplacement virtuel obtenu en laissant t et tous les q constants, excepté q_α qu'on fait varier de δq_α; la somme des travaux des forces données est alors $Q_\alpha\,\delta q_\alpha$.

Les quantités Q_α prennent une forme remarquable quand il y a une fonction de forces pour les forces données; cette fonction $U(x_1, y_1, z_1, \ldots, x_n, y_n, z_n)$ pourra s'exprimer en fonction de

$q_1, q_2, \ldots, q_k, t$ et l'on aura alors

$$\frac{\partial U}{\partial q_\alpha} = \sum_\nu \frac{\partial U}{\partial x_\nu}\frac{\partial x_\nu}{\partial q_\alpha} + \frac{\partial U}{\partial y_\nu}\frac{\partial y_\nu}{\partial q_\alpha} + \frac{\partial U}{\partial z_\nu}\frac{\partial z_\nu}{\partial q_\alpha};$$

par hypothèse, les quantités X_ν, Y_ν, Z_ν sont égales à $\frac{\partial U}{\partial x_\nu}$, $\frac{\partial U}{\partial y_\nu}$, $\frac{\partial U}{\partial z_\nu}$, et d'autre part on a posé $x_\nu = \varphi_\nu$, $y_\nu = \psi_\nu$, $z_\nu = \varpi_\nu$. On a donc

$$\frac{\partial U}{\partial q_\alpha} = \sum_\nu \left(X_\nu \frac{\partial \varphi_\nu}{\partial q_\alpha} + Y_\nu \frac{\partial \psi_\nu}{\partial q_\alpha} + Z_\nu \frac{\partial \varpi_\nu}{\partial q_\alpha}\right) = Q_\alpha$$

et les équations de Lagrange prennent la forme

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial q'_\alpha}\right) - \frac{\partial T}{\partial q_\alpha} = \frac{\partial U}{\partial q_\alpha}.$$

Cette même forme subsiste quand X_ν, Y_ν, Z_ν sont les dérivées partielles par rapport à x_ν, y_ν, z_ν d'une fonction $U(x_1, y_1, z_1, \ldots, x_n, y_n, z_n, t)$ contenant explicitement le temps. C'est ce qu'on voit par le même calcul.

445. Remarque. — Les calculs que nous avons faits pour trouver l'expression de P_α au moyen de la fonction T ne supposent pas que les paramètres q soient indépendants; ils subsistent lorsqu'on introduit de nouvelles liaisons exprimées par les relations

$$(4)\qquad \left\{\begin{array}{l} g_1(q_1, q_2, \ldots, q_k, t) = 0, \\ g_2(q_1, q_2, \ldots, q_k, t) = 0, \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ g_\mu(q_1, q_2, \ldots, q_k, t) = 0; \end{array}\right.$$

l'hypothèse de l'indépendance des paramètres n'a été, en effet, introduite que pour déduire les formules

$Q_1 - P_1 = 0$, $\quad Q_2 - P_2 = 0$, $\quad \ldots$, $\quad Q_k - P_k = 0$, de l'équation (2).

Le nombre μ des nouvelles conditions doit être évidemment inférieur à k. Les variations des paramètres sont alors liées par les relations

$$\begin{array}{l} \frac{\partial g_1}{\partial q_1}\delta q_1 + \frac{\partial g_1}{\partial q_2}\delta q_2 + \cdots + \frac{\partial g_1}{\partial q_k}\delta q_k = 0, \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\ \frac{\partial g_\mu}{\partial q_1}\delta q_1 + \frac{\partial g_\mu}{\partial q_2}\delta q_2 + \cdots + \frac{\partial g_\mu}{\partial q_k}\delta q_k = 0, \end{array}$$

qui montrent qu'il y en a $k-\mu$ d'arbitraires; pour exprimer alors que l'équation

$$(P_1 - Q)\,\delta q_1 + \ldots + (P_k - Q_k)\,\delta q_k = 0$$

est satisfaite quelles que soient ces $k-\mu$ arbitraires, nous emploierons la méthode des multiplicateurs indéterminés, qui nous donnera les équations du mouvement sous la forme

$$P_\alpha = Q_\alpha + \lambda_1 \frac{\partial g_1}{\partial q_\alpha} + \lambda_2 \frac{\partial g_2}{\partial q_\alpha} + \cdots + \lambda_\mu \frac{\partial g_\mu}{\partial q_\alpha} \qquad (\alpha = 1, 2, \ldots, k),$$

ou, en remplaçant P_α par sa valeur,

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial q'_\alpha}\right) - \frac{\partial T}{\partial q_\alpha} = Q_\alpha + \lambda_1 \frac{\partial g_1}{\partial q_\alpha} + \cdots + \lambda_\mu \frac{\partial g_\mu}{\partial q_\alpha} \quad (\alpha = 1, 2, \ldots, k).$$

Ces k équations, jointes aux μ équations de liaison, permettront de déterminer en fonction du temps les $k+\mu$ inconnues :

$$q_1, q_2, \ldots, q_k, \qquad \lambda_1, \lambda_2, \ldots, \lambda_\mu.$$

446. Premier exemple. — *Problème.* — Trouver le mouvement d'un système constitué par deux barres homogènes pesantes identiques AB, A'B', reliées par des fils sans masse et de même longueur, la droite AB étant assujettie à tourner autour de son milieu O, et tout le système à rester dans un plan vertical fixe.

Ce problème a été traité n° 370. En employant les notations déjà employées, on a

$$T = \frac{M}{2}\left[2k^2\varphi'^2 + l^2\theta'^2\right].$$

Il y a ici une fonction des forces données

$$U = Mg\xi = Mgl\cos\theta,$$

en désignant par ξ la hauteur du centre de gravité O' de la barre A'B'. En effet, la somme des travaux des forces données se réduit au travail $Mg\,\delta\xi$ du poids de A'B'.

Les équations de Lagrange relatives aux paramètres φ et θ sont alors

$$\frac{d}{dt}(2Mk^2\varphi') = 0, \qquad \frac{d}{dt}(Ml^2\theta') = Mgl\sin\theta.$$

Ce sont les équations trouvées directement.

447. Équations d'Euler. — Les équations de Lagrange permettent de trouver rapidement les équations d'Euler pour le mouvement d'un corps solide autour d'un point fixe.

Avec les notations précédemment employées (n° 386), on voit que la position du système dépend des trois paramètres indépendants ψ, θ, φ, et la demi-force vive du système, T, a pour expression

$$T = \frac{1}{2}(Ap^2 + Bq^2 + Cr^2)$$

où p, q, r ont, en fonction de ψ, θ, φ, les valeurs

$$\begin{aligned} p &= \psi' \sin\theta \sin\varphi + \theta' \cos\varphi, \\ q &= \psi' \sin\theta \cos\varphi - \theta' \sin\varphi, \\ r &= \varphi' + \psi' \cos\theta. \end{aligned}$$

Quant à l'expression de la somme des travaux des forces donnée

$$\Sigma(X_\nu \delta x_\nu + Y_\nu \delta y_\nu + Z_\nu \delta z_\nu),$$

elle prend la forme

$$\Theta \delta\theta + \Phi \delta\varphi + \Psi \delta\psi.$$

Écrivons l'équation de Lagrange relative à la variable φ :

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial \varphi'}\right) - \frac{\partial T}{\partial \varphi} = \Phi.$$

Mais

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial \varphi'} &= \frac{\partial T}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial \varphi'} = Cr, \\ \frac{\partial T}{\partial \varphi} &= \frac{\partial T}{\partial p}\frac{\partial p}{\partial \varphi} + \frac{\partial T}{\partial q}\frac{\partial q}{\partial \varphi} = Ap\frac{\partial p}{\partial \varphi} + Bq\frac{\partial q}{\partial \varphi} \end{aligned}$$

Or, d'après les expressions de p et q, on a

$$\frac{\partial p}{\partial \varphi} = -\theta' \sin\varphi + \psi' \cos\varphi \sin\theta = q, \qquad \frac{\partial q}{\partial \varphi} = -p.$$

On a donc

$$\frac{\partial T}{\partial \varphi} = pq(A - B)$$

et notre équation devient

$$C\frac{dr}{dt} + (B - A)pq = \Phi.$$

Il reste à voir que Φ est la somme N des moments des forces données par rapport à Oz; $\Phi\delta\varphi$ est, en effet, la somme des travaux virtuels des forces données dans un déplacement élémentaire obtenu en laissant ψ et θ constants, c'est-à-dire dans un mouvement de rotation $\delta\varphi$ autour

de Oz. Or nous avons vu que si un corps tourne d'un angle $\delta\varphi$ autour de Oz on a, pour la somme des travaux des forces données (n° 185) :

$$\Phi\delta\varphi = \Sigma(X_\nu\,\delta x_\nu + Y_\nu\,\delta y_\nu + Z_\nu\,\delta z_\nu) = \Sigma(x_\nu Y_\nu - y_\nu X_\nu)\,\delta\varphi,$$

d'où

$$\Phi = \Sigma(x_\nu Y_\nu - y_\nu X_\nu) = N.$$

Nous avons ainsi une des équations d'Euler

$$C\frac{dr}{dt} + (B - A)pq = N;$$

mais p, q, r jouent absolument le même rôle dans la question, et l'équation ci-dessus ne contient pas explicitement les angles ψ, θ, φ; il en résulte par symétrie que nous pourrons écrire les deux autres équations

$$A\frac{dp}{dt} + (C - B)qr = L,$$

$$B\frac{dq}{dt} + (A - C)pq = M.$$

On pourrait d'ailleurs les déduire des équations de Lagrange relatives à θ et ψ; mais ce calcul serait plus compliqué que pour la variable φ, et inutile.

448. Exemple de liaisons dépendant du temps. — Pour traiter un exemple dans lequel les liaisons dépendent du temps, prenons le problème du n° 333, *Insecte marchant sur une barre.*

La position du système au temps t dépend d'un paramètre, l'angle θ. Les liaisons dépendent du temps parce que le mouvement de l'insecte sur la droite est prescrit à l'avance. Employant les mêmes notations qu'au n° 333, on a, pour la force vive totale, la somme des forces vives de la barre et de l'insecte

$$2T = mk^2\theta'^2 + m(\rho'^2 + \rho^2\alpha'^2).$$

Les expressions de ρ et α montrent que

$$\rho' = \frac{v^2 t}{\rho}, \qquad \alpha' = \theta' + \frac{v\sqrt{R^2 - a^2}}{\rho^2},$$

d'où, en substituant,

$$2T = mk^2\theta'^2 + \frac{mv^4 t^2}{\rho^2} + m\left(\rho\theta' + \frac{v\sqrt{R^2 - a^2}}{\rho}\right)^2,$$

où ρ est une fonction de t seulement

$$\rho = \sqrt{R^2 - a^2 + v^2 t^2}.$$

Comme les travaux des forces (poids) autres que les forces de liaison sont nuls, les seconds membres des équations de Lagrange sont *nuls*. Actuellement il n'y a qu'un paramètre θ; l'équation unique du mouvement est donc

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial \theta'}\right) - \frac{\partial T}{\partial \theta} = 0$$

ou, puisque T ne contient pas θ, $\frac{\partial T}{\partial \theta'} = \text{const.}$,

$$k^2\theta' + \rho^2\theta' + v\sqrt{R^2 - a^2} = c.$$

La constante c doit être déterminée par les conditions initiales. D'après les conditions initiales particulières indiquées dans le n° 333, il faut prendre $c = 0$, et l'on retrouve ainsi l'équation obtenue directement.

II. — APPLICATIONS DES ÉQUATIONS DE LAGRANGE.

449. Intégrale des forces vives. — Quand les liaisons sont indépendantes du temps et réalisées sans frottement, le théorème des forces vives s'exprime par l'équation

$$dT = \Sigma(X\,dx + Y\,dy + Z\,dz),$$

où ne figurent que les travaux élémentaires des forces données. En particulier, si ces forces dérivent d'une fonction de forces U, on a l'intégrale des forces vives $T = U + h$. Ces théorèmes sont aisés à retrouver en partant des équations de Lagrange.

Quand les liaisons sont indépendantes du temps, on peut toujours choisir les paramètres $q_1, \ldots, q_k$ de façon que les x, y, z s'expriment en fonction de ces paramètres sans que t figure explicitement. Dans ces conditions, on a

$$dx = \frac{\partial x}{\partial q_1}\,dq_1 + \ldots + \frac{\partial x}{\partial q_k}\,dq_k, \ldots,$$

$$\Sigma(X\,dx + Y\,dy + Z\,dz) = Q_1\,dq_1 + Q_2\,dq_2 + \ldots + Q_k\,dq_k.$$

L'équation des forces vives s'écrit donc

$$\frac{d}{dt}T = Q_1 q'_1 + Q_2 q'_2 + \ldots + Q_k q'_k.$$

Cette égalité, conséquence du principe de d'Alembert, doit être une conséquence des équations de Lagrange. On le vérifie aisé-

ment de la manière suivante : dans le cas qui nous occupe, T est un polynome homogène et du second degré par rapport aux q'. Or, calculons d'après les équations de Lagrange la quantité $Q_1 q'_1 + \ldots + Q_k q'_k$. On trouve

$$Q_1 q'_1 + \ldots + Q_k q'_k = q'_1 \frac{d}{dt}\frac{\partial T}{\partial q'_1} + \ldots + q'_k \frac{d}{dt}\frac{\partial T}{\partial q_k} - q'_1 \frac{dT}{\partial q_1} - \ldots - q'_k \frac{\partial T}{\partial q_k}$$
$$= \frac{d}{dt}\left(q'_1 \frac{\partial T}{\partial q'_1} + \ldots + q'_k \frac{\partial T}{\partial q'_k}\right) - q''_1 \frac{\partial T}{\partial q'_1} - \ldots - q''_k \frac{\partial T}{\partial q'_k} - q'_1 \frac{\partial T}{\partial q_1} - \ldots - q'_k \frac{\partial T}{\partial q_k}.$$

En vertu du théorème d'Euler sur les fonctions homogènes

$$q'_1 \frac{\partial T}{\partial q'_1} + q'_2 \frac{\partial T}{\partial q'_2} + \ldots + q'_k \frac{\partial T}{\partial q'_k}$$

est égal à $2T$; d'autre part, T ne contenant pas t explicitement

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial q'_1} q''_1 + \ldots + \frac{\partial T}{\partial q'_k} q''_k + \frac{\partial T}{\partial q_1} q'_1 + \ldots + \frac{\partial T}{\partial q_k} q'_k.$$

D'après cela

$$Q_1 q'_1 + \ldots + Q_k q'_k = \frac{d(2T)}{dt} - \frac{dT}{dt} = \frac{dT}{dt},$$

ce qui est l'équation des forces vives.

Cette équation fournit une intégrale première toutes les fois que $Q_1\, dq_1 + \ldots + Q_k\, dq_k$ est la différentielle totale exacte d'une fonction U de $q_1, q_2, \ldots, q_k$. On a alors

$$dT = dU, \qquad T = U + h.$$

Ce fait se présente, comme nous l'avons vu, quand les forces données dérivent d'une fonction de forces

$$U(x_1, y_1, z_1, \ldots, x_n, y_n, z_n).$$

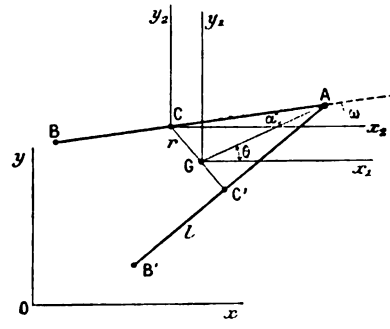
L'intégrale des forces vives étant une conséquence des équations de Lagrange, on simplifiera leur intégration en remplaçant l'une d'elles, la plus compliquée, par l'intégrale des forces vives.

Ce calcul suppose essentiellement que les liaisons sont indépendantes du temps, sinon le travail des réactions intervient dans les variations de la force vive, car on ne peut plus supposer alors que x, y, z sont exprimés en fonction de $q_1, q_2, \ldots, q_k$ par des formules ne contenant pas t.

430. Problème. — Sur un plan horizontal glissent sans frottement deux droites homogènes pesantes identiques AB, AB′, articulées à leur extrémité commune A; on demande le mouvement de ce système. (*Licence.*)

La position de l'ensemble des deux barres dépend de quatre paramètres; nous la définirons : 1° par les coordonnées ξ, η du centre de gravité G qui se trouve au milieu de la droite CC′ qui joint les centres des deux barres; 2° par l'angle θ que fait la droite GA avec l'axe des x; 3° par le demi-

Fig. 261.



angle α des deux barres. On s'assure facilement que ces quatre paramètres suffisent pour définir entièrement le système : ayant placé le centre de gravité G, on tracera la droite GA connue par l'angle θ, on y portera $GA = l\cos\alpha$, la longueur d'une des droites étant $2l$. Faisant alors en A, de part et d'autre de AG, un angle α, on aura les positions des deux barres.

Cherchons d'abord l'expression de la force vive totale. Elle se compose de la force vive de la masse 2M concentrée au centre de gravité $2M(\xi'^2+\eta'^2)$, M étant la masse de l'une des barres et de la force vive dans le mouvement du système autour du centre de gravité. Pour avoir la force vive de l'une des barres, AB par exemple, dans le mouvement par rapport aux axes x_1, y_1, parallèles à xy et passant par G, nous nous servirons du même théorème que ci-dessus; cette force vive est égale à celle de la masse M placée en C, $M\left[\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2\right]$, soit $M(l^2\alpha'^2\cos^2\alpha + l^2\theta'^2\sin^2\alpha)$, puisque l'on a $GC = r = l\sin\alpha$, $x_1GC = \theta + \frac{\pi}{2}$, augmentée de la force vive de AB dans la rotation autour de C. Or cette dernière force vive a pour expression $Mk^2\left(\frac{d\omega}{dt}\right)^2 = Mk^2(\theta' - \alpha')^2$, en remarquant que l'angle ω de la barre avec Cx_2 est $\theta - \alpha$.

On calculera la force vive de AB′ dans son mouvement autour de G en changeant le signe de α, et en ajoutant l'on trouvera pour la demi-force vive totale

$$T = M[\xi'^2 + \eta'^2 + (l^2\cos^2\alpha + k^2)\alpha'^2 + (l^2\sin^2\alpha + k^2)\theta'^2].$$

Dans le cas actuel, les seules forces données sont les poids des barres dont les travaux sont nuls; la fonction des forces est donc $U = 0$ et les seconds membres des équations de Lagrange sont nuls. Si nous écrivons l'équation relative à ξ, nous aurons $\frac{d\xi'}{dt} = 0$, d'où $\xi' = \xi'_0$. L'équation relative à η donnera de même $\eta' = \eta'_0$; le mouvement du centre de gravité est donc rectiligne et uniforme, ce que donnait immédiatement le théorème du mouvement du centre de gravité. L'équation en θ

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial \theta'}\right) - \frac{\partial T}{\partial \theta} = \frac{\partial U}{\partial \theta}$$

se réduit à $\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial \theta'}\right) = 0$, car T et U ne contiennent pas θ. Elle s'intègre immédiatement et donne $\frac{\partial T}{\partial \theta'} = \text{const.}$, ou

$$(\mathrm{I}) \qquad (l^2 \sin^2\alpha + k^2)\theta' = C.$$

Nous pourrions de même écrire l'équation en α, mais elle serait trop compliquée; nous la remplacerons par l'intégrale des forces vives qui se réduit ici à $T = \text{const.}$, c'est-à-dire

$$(\mathrm{II}) \qquad (l^2 \cos^2\alpha + k^2)\alpha'^2 + (l^2 \sin^2\alpha + k^2)\theta'^2 = A^2,$$

puisque ξ' et η' sont des constantes. Nous avons pu égaler à une constante essentiellement positive, puisque le premier membre est une somme de deux carrés. L'équation (I) montre que θ' a un signe invariable : la ligne GA tourne toujours dans le même sens autour de G, la vitesse angulaire de ce mouvement étant d'ailleurs nécessairement comprise entre $\frac{C}{k^2}$ et $\frac{C}{l^2 + k^2}$. En substituant la valeur précédente de θ' dans l'équation (II), il nous vient

$$\alpha'^2(l^2 \cos^2\alpha + k^2)(l^2 \sin^2\alpha + k^2) = A^2 l^2 \sin^2\alpha + A^2 k^2 - C^2;$$

le premier membre étant toujours positif, il doit toujours en être de même du second.

Si $C^2 - A^2k^2$ est négatif, α peut manifestement prendre telle valeur que l'on voudra et les barres s'écartent ou se rapprochent suivant que α' est positif ou négatif jusqu'au moment où un choc se produit ($\alpha = 0$ ou $\alpha = \pi$). Si $C^2 - A^2k^2$ est positif on pourra le poser égal à $A^2 l^2 \sin^2\beta$ où β désigne une constante réelle; en effet $C^2 - A^2k^2$ est toujours inférieur à A^2l^2 puisque α' étant réel à l'instant initial où $\alpha = \alpha_0$, on a $A^2l^2 \sin^2\alpha_0 > C^2 - A^2k^2$. La condition à laquelle doit satisfaire α se réduit donc a

$$\sin^2\alpha > \sin^2\beta,$$

de sorte que α varie entre β et $\pi - \beta$; le mouvement de chaque tige par rapport à GA est alors oscillatoire.

Si l'on avait enfin $C^2 - A^2k^2 = 0$, α pourrait prendre toutes les valeurs, mais, α tendant vers π ou vers zéro, t croîtrait indéfiniment; les deux droites tendraient à se superposer sans jamais s'atteindre.

451. Corps pesant de révolution glissant sans frottement sur un plan horizontal. — En employant les notations du n° **414**, on a pour la force vive $2T$

$$2T = M(\xi'^2 + \eta'^2) + [Mf'^2(\theta) + A]\theta'^2 + A\psi'^2 \sin^2\theta + C(\varphi' + \psi' \cos\theta)^2,$$

et pour la fonction des forces

$$U = -Mg\zeta = -Mgf(\theta).$$

Les cinq paramètres dont dépend la position du corps sont $\xi, \eta, \theta, \varphi, \psi$. On obtiendra les équations du mouvement en écrivant d'abord les quatre équations de Lagrange, relatives aux quatre paramètres ξ, η, φ, ψ. Comme ni T, ni U ne contiennent ces paramètres, les équations de Lagrange correspondantes sont

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial \xi'}\right) = 0, \qquad \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial \eta'}\right) = 0, \qquad \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial \varphi'}\right) = 0, \qquad \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial \psi'}\right) = 0.$$

D'où l'on conclut immédiatement quatre intégrales premières en égalant $\frac{\partial T}{\partial \xi'}, \frac{\partial T}{\partial \eta'}, \frac{\partial T}{\partial \varphi'}, \frac{\partial T}{\partial \psi'}$ à des constantes. On a ainsi les intégrales

$$\xi' = \xi'_0, \qquad \eta' = \eta'_0, \qquad \varphi' + \psi' \cos\theta = r_0,$$
$$A\psi' \sin^2\theta + C(\varphi' + \psi' \cos\theta)\cos\theta = K.$$

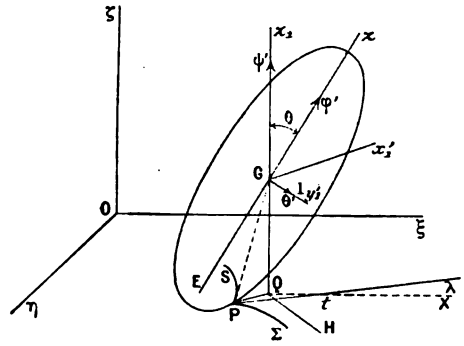
Il resterait alors à écrire la dernière équation de Lagrange, celle qui est relative à θ; mais on peut la remplacer par l'intégrale des forces vives $T = U + h$.

On a obtenu de cette façon les équations établies directement dans le n° **414**.

452. Mouvement d'un corps pesant de révolution roulant et pivotant sans glisser sur un plan horizontal. — On trouve sur ce problème des indications dans la *Mécanique* de Poisson, t. II, p. 207-216. On en trouvera une solution dans la *Mécanique* de Routh (2e Partie, p. 139); les formules données par M. Neumann (*Mathematische Annalen*, t. XXVII) en fournissent également une solution; MM. Padova et Crescini ont étudié le cas où le corps est sphérique (*Rendiconti della Accademia dei Lincei*, t. V, 1889); nous suivrons ici un Mémoire de M. Ernst Lindelöf (*Acta Societatis Scientiarum Fennicæ*, t. XXI).

Considérons un corps pesant comme celui de l'exercice (414) en contact avec un plan horizontal fixe, mais, au lieu de supposer qu'il n'y a aucun frottement entre le corps et le plan comme dans l'exercice (414), imaginons, au contraire, que le coefficient de frottement du corps sur le plan

Fig. 262.



soit infini; alors tout glissement devient impossible et le corps ne peut que rouler et pivoter sur le plan fixe. Cette condition s'exprime géométriquement en écrivant que la vitesse absolue du point du corps qui est en contact avec le plan est nulle. La liaison imposée aux corps est une de celles que nous avons examinées à propos du principe des vitesses virtuelles.

Reprenons les notations du n° 414 avec le même choix d'axes. Soient P le point de contact du corps avec le plan, Q la projection du centre de gravité G sur le plan fixe. La distance GQ ou ζ du centre de gravité au plan horizontal est une fonction connue $f(\theta)$ de l'angle z_1Gz; la distance PQ du point de contact au point Q est également une fonction connue $\pm f'(\theta)$ de l'angle θ.

La demi-force vive du corps a pour expression

$$(1)\qquad T = \frac{M}{2}(\xi'^2 + \eta'^2 + \zeta'^2) + \frac{A}{2}(\psi'^2\sin^2\theta + \theta'^2) + \frac{C}{2}(\varphi' + \psi'\cos\theta)^2,$$

où

$$\zeta = f(\theta).$$

Mais, actuellement, les autres paramètres ξ, η, θ, φ, ψ ne sont plus indépendants; ils sont liés par deux conditions qu'on ne peut pas écrire sous forme finie [1] et qui expriment que le corps roule et pivote sur le plan;

---

[1] Au sujet de ces liaisons, non exprimables sous forme finie, *voir* un Mémoire de M. Vierkandt (*Monatshefte für Mathematik und Physik*, 1892) et une Note de M. Hadamard (*Comptes rendus*, 1894, et *Mémoires de la Société des Sciences physiques et naturelles de Bordeaux*, 4e série, t. V.)

il en résulte que trois seulement de ces paramètres, θ, φ, ψ par exemple, sont indépendants. Nous allons exprimer la demi-force vive T en fonction de ces paramètres et de leurs dérivées.

Prenons un système d'axes auxiliaires ayant pour origine le centre de gravité et défini comme il suit : d'abord, l'axe vertical Gz_1, puis un axe horizontal Gy'_1 perpendiculaire au plan zGz_1 et dirigé suivant la droite GI, intersection du plan xGy lié au corps et du plan horizontal x_1Gy_1 passant par G; enfin, un axe Gx'_1 perpendiculaire aux deux précédents et orienté comme toujours. Si l'on appelle x'_1, y'_1, z_1 les coordonnées du point de contact P par rapport à ces axes, on a $y'_1 = 0$, $z_1 = -\zeta$; quant à l'abscisse x'_1 du point P nous l'appellerons ρ, de sorte que ρ est, en valeur absolue, égal à $\overline{PQ}$; nous verrons que ρ est égal, en grandeur et signe, à $f'(\theta)$.

La rotation instantanée du corps autour de son centre de gravité est la somme géométrique de trois vecteurs : ψ' dirigé suivant Gz_1, θ' suivant GI ou Gy'_1, φ' suivant Gz; en appelant donc p'_1, q'_1, r_1 les composantes de cette rotation suivant les axes $Gx'_1y'_1z_1$, on a

$$p'_1 = \varphi'\sin\theta, \qquad q'_1 = \theta', \qquad r_1 = \psi' + \varphi'\cos\theta.$$

Nous pouvons maintenant écrire facilement que la vitesse du point du corps qui est en P est nulle. En effet, la vitesse absolue V_a de ce point est la somme géométrique de la vitesse V_e qu'il posséderait si le corps était animé uniquement d'un mouvement de translation égal à celui du centre de gravité et de la vitesse V_r qu'il posséderait si le corps tournait autour du centre de gravité supposé fixe.

Appelons u, v et w les projections de la vitesse du centre de gravité sur les axes Gx'_1, Gy'_1, Gz_1; le vecteur V_e, égal et parallèle à la vitesse du centre de gravité, a aussi pour projections u, v et w sur ces axes.

La vitesse V_r étant due à la rotation instantanée autour du centre de gravité a pour projections sur ces mêmes axes

$$q'_1 z_1 - r_1 y'_1, \quad r_1 x'_1 - p'_1 z_1, \quad p'_1 y'_1 - q'_1 x'_1,$$

c'est-à-dire, d'après les valeurs de p'_1, q'_1, r_1 et des coordonnées du point

$$-\zeta\theta', \quad \rho(\psi' + \varphi'\cos\theta) + \zeta\varphi'\sin\theta, \quad -\rho\theta'.$$

Écrivant que les projections de la vitesse absolue V_a, résultante de V_e et V_r, sont nulles sur les trois axes $Gx'_1y'_1z_1$, nous avons les conditions

$$(2) \qquad u - \zeta\theta' = 0, \qquad v + \rho(\psi' + \varphi'\cos\theta) + \zeta\varphi'\sin\theta = 0, \qquad w - \rho\theta' = 0,$$

dont la dernière est susceptible d'une vérification simple. En effet, w est égal à la dérivée ζ'; comme on a posé $\zeta = f(\theta)$, w est égal à $f'(\theta)\theta'$ et la troisième équation donne $\rho = f'(\theta)$, ce qui est bien la valeur déjà indiquée pour $\overline{PQ}$. Le carré de la vitesse du centre de gravité $\xi'^2 + \eta'^2 + \zeta'^2$, étant

aussi égal à $u^2+v^2+w^2$, a pour valeur, d'après (2),

$$(\zeta^2+\rho^2)\theta'^2+[\rho(\psi'+\varphi'\cos\theta)+\zeta\varphi'\sin\theta]^2.$$

On a donc enfin, pour T, l'expression

$$\begin{aligned}2T = M(\zeta^2+\rho^2)\theta'^2 + M[\varphi'(\rho\cos\theta+\zeta\sin\theta)+\psi'\rho]^2\\ + A(\psi'^2\sin^2\theta+\theta'^2)+C(\varphi'+\psi'\cos\theta)^2,\end{aligned}$$

où il faut remplacer ζ par $f(\theta)$ et ρ par $f'(\theta)$. D'autre part, la fonction des forces données est

$$U = -Mg\zeta = -Mgf(\theta).$$

Comme T et U ne contiennent ni φ ni ψ, les équations de Lagrange

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial\varphi'}\right)-\frac{\partial T}{\partial\varphi}=\frac{\partial U}{\partial\varphi},\qquad \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial\psi'}\right)-\frac{\partial T}{\partial\psi}=\frac{\partial U}{\partial\psi}$$

montrent que les dérivées de $\frac{\partial T}{\partial\varphi'}$ et $\frac{\partial T}{\partial\psi'}$ sont nulles, c'est-à-dire que ces quantités restent constantes dans le mouvement. On a ainsi deux intégrales premières

$$(3)\begin{cases} M[\varphi'(\rho\cos\theta+\zeta\sin\theta)+\psi'\rho](\rho\cos\theta+\zeta\sin\theta)+C(\varphi'+\psi'\cos\theta)=K,\\ M[\varphi'(\rho\cos\theta+\zeta\sin\theta)+\psi'\rho]\rho+A\psi'\sin^2\theta\\ \qquad\qquad +C(\varphi'+\psi'\cos\theta)\cos\theta=L.\end{cases}$$

L'équation de Lagrange relative à θ serait beaucoup plus compliquée; on la remplacera par l'intégrale des forces vives

$$(4)\qquad T = -Mgf(\theta)+h.$$

Ces trois équations donnent θ, φ, ψ en fonction du temps. Des deux premières on tire, par la résolution d'équations du premier degré : $\varphi'=F(\theta)$, $\psi'=G(\theta)$, F et G étant des fonctions connues de θ; portant ces valeurs dans l'équation des forces vives, on a une équation de la forme

$$\theta'^2=\Phi(\theta),\qquad dt=\frac{d\theta}{\sqrt{\Phi(\theta)}}$$

qui donne t en fonction de θ par une quadrature. On a ensuite les équations

$$d\varphi=\frac{F(\theta)}{\sqrt{\Phi(\theta)}}\,d\theta,\qquad d\psi=\frac{G(\theta)}{\sqrt{\Phi(\theta)}}\,d\theta,$$

qui donnent également φ et ψ en fonction de θ.

La discussion est analogue à celle que nous avons faite pour la toupie (n° 403). L'angle θ ne peut prendre que des valeurs rendant $\Phi(\theta)$ posi-

tive, la valeur initiale θ_0 remplissant évidemment cette condition. Supposons θ'_0 positif, θ va en croissant jusqu'à ce qu'il atteigne une racine de $\Phi(\theta)$, θ_1 par exemple. Si cette racine est simple, le temps que met θ à atteindre la valeur θ_1 est fini; θ ne pouvant pas dépasser θ_1, car θ' deviendrait imaginaire, va donc en décroissant et il faut prendre le signe $-$ devant $\sqrt{\Phi(\theta)}$; θ décroîtra en repassant par θ_0 jusqu'à la première racine θ_2 de $\Phi(\theta)$ moindre que θ_0; si cette racine est simple, θ devra ensuite augmenter de θ_2 à θ_1 et ainsi de suite. Si la racine θ_1 était double ou multiple, le temps t augmenterait indéfiniment quand θ tendrait vers θ_1.

On peut trouver facilement la courbe S, lieu des points de contact P sur la surface. En effet, le plan zGx étant un plan méridien invariablement lié à la surface, l'angle β du plan méridien zGz'_1 passant par le point P avec le plan zGx, est la longitude du point de contact sur la surface; d'après la définition même des angles d'Euler, on a $\beta = \varphi + \frac{\pi}{2}$; d'autre part l'angle ω, que fait le rayon GP avec le prolongement GE de l'axe Gz, est la colatitude du point P sur la surface : cet angle étant la différence EGQ — PGQ est (*fig.* 262) donné par

$$\omega = \theta + \text{arc tang}\,\frac{\rho}{\zeta},$$

car, sur la figure, ρ est négatif comme étant l'abscisse x'_1 du point P. et angle ω est une fonction connue de θ, et la relation trouvée plus haut entre φ et θ donne, par un changement de variables, la relation entre β et ω, c'est-à-dire l'équation de la courbe S.

La courbe Σ, lieu du point P sur le plan horizontal, peut se déterminer comme il suit. D'abord l'élément d'arc $d\sigma$ de cette courbe est égal à l'élément d'arc ds de la courbe S, car les deux courbes roulent l'une sur l'autre : on aura donc pour $d\sigma$ une expression de la forme $g(\theta)d\theta$ où g est une fonction connue. Ensuite la tangente Pt à la courbe Σ en P coïncide avec la tangente à S; comme la courbe S est connue, l'angle V que fait Pt avec la méridienne, c'est-à-dire avec PQ, est connu en fonction de θ; l'angle λ que fait cette tangente avec l'axe Oξ ou la parallèle X à cet axe est alors le supplément de XQP + V ou $\psi + \frac{\pi}{2} + V$, car QH, étant parallèle à GI, fait avec QX un angle ψ et avec QP un angle $\frac{\pi}{2}$. En résumé, on connaît en fonction de θ, l'arc σ de Σ et l'angle λ de la tangente à Σ avec une direction fixe. Ces conditions déterminent Σ : elles fournissent ce qu'on appelle l'*équation intrinsèque de la courbe*. Si l'on désigne par X et Y les coordonnées de P dans le plan $\xi O \eta$, on a

$$dX = d\sigma \cos\lambda, \qquad dY = d\sigma \sin\lambda,$$

d'où X et Y en fonction de θ par des quadratures.

Nous renverrons, pour une discussion plus détaillée, au Mémoire de M. Lindelöf, en nous bornant à appliquer ces formules générales à un exemple.

Exemple. — Supposons que le corps soit un cercle homogène de rayon R infiniment mince, roulant par sa circonférence sur le plan horizontal (pièce de monnaie). Alors on a $\zeta = R\sin\theta$, $\rho = R\cos\theta$; de plus, la coordonnée z de tous les points du corps étant nulle, $C = 2A$. Les équations du mouvement (3 et 4) deviennent

$$(5)\qquad \begin{cases} (MR^2 + C)(\varphi' + \psi'\cos\theta) = K, \\ (MR^2 + C)(\varphi' + \psi'\cos\theta)\cos\theta + A\psi'\sin^2\theta = L. \end{cases}$$

On en tire

$$(6)\qquad \varphi' + \psi'\cos\theta = r_0, \qquad \psi' = \frac{\beta - b r_0 \cos\theta}{\sin^2\theta},$$

r_0 et β étant des constantes arbitraires, b une constante déterminée.

L'intégrale des forces vives $T = -MgR\sin\theta + h$ donne ensuite

$$\begin{aligned}(MR^2 + A)\theta'^2 + (MR^2 + C)(\varphi' + \psi'\cos\theta)^2 + A\psi'^2\sin^2\theta \\ = -2MgR\sin\theta + 2h,\end{aligned}$$

et en tenant compte des relations précédentes

$$(7)\qquad \theta'^2\sin^2\theta = (\alpha - a\sin\theta)\sin^2\theta - c(\beta - b r_0\cos\theta)^2,$$

où α est une constante arbitraire, a et c des constantes positives déterminées. Le deuxième membre étant positif pour $\theta = \theta_0$, et, en général, négatif pour $\theta = 0$ et $\theta = \pi$, l'angle θ oscille entre deux limites θ_1 et θ_2. Si les conditions initiales sont telles que ces deux racines θ_1 et θ_2 soient égales, θ reste constant : alors φ et ψ varient proportionnellement à t.

Le lieu S du point de contact P sur le corps est la circonférence du cercle roulant : comme le rayon GP fait avec l'axe Gx lié au corps un angle $\frac{\pi}{2} - \varphi$, on a pour l'arc ds de la circonférence la valeur $ds = R\,d\varphi$: donc l'arc $d\sigma$ de la courbe Σ, lieu du point P sur le plan, est aussi $d\sigma = R\,d\varphi$. D'autre part, la tangente Pt aux deux courbes S et Σ est perpendiculaire à QP; l'angle qu'elle fait avec ξ est donc ψ et les coordonnées X et Y d'un point de la courbe Σ sont données par

$$dX = R\,d\varphi\cos\psi, \qquad dY = R\,d\varphi\sin\psi.$$

Si θ est constant cette courbe est un cercle.

Il faudra examiner à part le cas où les conditions initiales seraient telles que le second membre de l'équation (7) s'annule pour $\theta = 0$ ou $\theta = \pi$, c'est-à-dire où $\beta = \pm b r_0$.

453. Intégrale analogue à celle des forces vives dans certains cas où les liaisons dépendent du temps. — On peut former une intégrale analogue à l'intégrale des forces vives dans certains cas où les liaisons dépendent du temps. Dans cette hypothèse, les expressions de x, y, z en $q_1, q_2, \ldots, q_k$ contiennent t : la demi-force vive T n'est plus homogène en $q'_1, q'_2, \ldots, q'_k$; nous pouvons l'écrire $T = T_2 + T_1 + T_0$, T_2 désignant l'ensemble des termes du second degré en $q'_1, q'_2, \ldots, q'_k$, T_1 les termes du premier degré par rapport à ces quantités, et T_0 le terme indépendant de ces quantités. On a encore, par un calcul analogue au précédent (n° 449),

$$Q_1 q'_1 + \ldots + Q_k q'_k = \frac{d}{dt}\left(\Sigma q'_\alpha \frac{\partial T}{\partial q'_\alpha}\right) - \Sigma q''_\alpha \frac{\partial T}{\partial q'_\alpha} - \Sigma q'_\alpha \frac{\partial T}{\partial q_\alpha}.$$

Mais, d'une part,

$$\Sigma q'_\alpha \frac{\partial T}{\partial q'_\alpha} = 2T_2 - T_1$$

d'après le théorème des fonctions homogènes, et, d'autre part,

$$\frac{dT}{dt} = \Sigma q''_\alpha \frac{\partial T}{\partial q'_\alpha} + \Sigma q'_\alpha \frac{\partial T}{\partial q_\alpha} + \frac{\partial T}{\partial t},$$

car T dépend de t *directement* et par l'intermédiaire des q_α, q'_α.

On a donc, après réduction,

$$\frac{d}{dt}(T_2 - T_0) = Q_1 q'_1 + \ldots + Q_k q'_k - \frac{\partial T}{\partial t}.$$

Si la quantité $Q_1 q'_1 + \ldots + Q_k q'_k - \frac{\partial T}{\partial t}$ est égale à $\frac{d}{dt} V(q_1, \ldots, q_k, t)$, on a enfin

$$T_2 - T_0 = V + h.$$

C'est ce qui a lieu, par exemple, si $\frac{\partial T}{\partial t}$ dépend seulement de t, et $Q_1 dq_1 + \ldots + Q_k dq_k$ est une différentielle totale exacte $dU(q_1, \ldots,$ d'une fonction ne contenant pas t. L'intégrale s'écrirait dans ce cas

$$T_2 - T_0 = U + F(t) + h,$$

$\frac{\partial T}{\partial t}$ étant supposé égal à $F'(t)$. (*Voir*, PAINLEVÉ, *Leçons sur l'intégration des équations de la Mécanique*, p. 89; Hermann, 1895).

III. — PETITS MOUVEMENTS AUTOUR D'UNE POSITION D'ÉQUILIBRE STABLE.

454. Stabilité de l'équilibre. — Lorsque les liaisons d'un système sont indépendantes du temps et que les forces données dérivent d'une fonction de force U, on sait (n° 180) que les conditions nécessaires et suffisantes d'équilibre sont

$$\frac{\partial U}{\partial q_1} = 0, \qquad \frac{\partial U}{\partial q_2} = 0, \qquad \ldots, \qquad \frac{\partial U}{\partial q_k} = 0,$$

$q_1, q_2, \ldots, q_k$ désignant les k paramètres indépendants qui définissent la position du système. Ces égalités sont les conditions nécessaires, mais non suffisantes, pour que U présente un maximum ou un minimum. *Si, dans une position du système,* U *est maximum, c'est une position d'équilibre stable.* Ce théorème, déjà énoncé par Lagrange, a été démontré par Lejeune-Dirichlet de la façon suivante (*Journal de Liouville*) :

Nous pouvons toujours supposer que les valeurs des paramètres qui correspondent à la position d'équilibre sont $q_1 = 0$, $q_2 = 0, \ldots, q_k = 0$ et que U est nul pour ces valeurs, car U n'est défini qu'à une constante près. L'équilibre est stable quand, en écartant très peu le système de la position d'équilibre d'une manière arbitraire, et donnant aux différents points des vitesses initiales très petites, on obtient un mouvement dans lequel le système s'écarte très peu de cette position d'équilibre. D'une façon précise, soit ε un nombre donné à l'avance, aussi petit qu'on veut ; on peut trouver un nombre η assez petit pour que les valeurs initiales des paramètres $q_1, q_2, \ldots, q_k$ et des vitesses des divers points étant inférieures à η en valeur absolue, les valeurs de $q_1, q_2, \ldots, q_k$ restent, dans toute la durée du mouvement, inférieures à ε en valeur absolue.

Cette définition étant rappelée, admettons que U soit nul et maximum pour les valeurs $q_1 = 0$, $q_2 = 0, \ldots, q_k = 0$; il faut montrer que l'équilibre est stable. Comme U est maximum, on peut trouver un nombre positif ε assez petit pour que, pour tous les systèmes de valeurs de $q_1, q_2, \ldots, q_k$ compris entre $-\varepsilon$ et $+\varepsilon$ ou égaux à ces limites, la fonction U soit *négative,* excepté

pour la seule combinaison $q_1 = q_2 = \ldots = q_k = 0$ qui la rend nulle. Donnons, en particulier, à une des variables q_ν les valeurs limites $\pm\varepsilon$, puis donnons aux autres, $q_1, \ldots, q_{\nu-1}, q_{\nu+1}, q_k$, tous les systèmes possibles de valeurs compris entre $\pm\varepsilon$ ou égaux à ces limites; soit $-P_\nu$ la plus grande valeur de U pour ces valeurs des paramètres; P_ν est un nombre positif non nul, car, q_ν étant égal à $\pm\varepsilon$, U ne peut pas s'annuler, quelles que soient les valeurs données aux autres paramètres dans les limites indiquées. Il existe ainsi k nombres positifs $P_1, P_2, \ldots, P_k$ obtenus en faisant successivement $q_1, q_2, \ldots q_k$ égaux à $\pm\varepsilon$. Appelons P le plus petit d'entre eux; on aura nécessairement

$$U \leqq -P, \qquad U + P \leqq 0;$$

dès que l'un des paramètres deviendra égal à $\pm\varepsilon$, les autres restant compris entre $\pm\varepsilon$ ou égaux à ces limites.

Ceci posé, écartons le système de sa position d'équilibre, en donnant aux paramètres des valeurs $q_1^0, q_2^0, \ldots, q_k^0$ comprises entre $\pm\varepsilon$, puis imprimons aux différents points des vitesses initiales $v_1^0, v_2^0, \ldots, v_n^0$. En appliquant au mouvement qui prend naissance, le théorème des forces vives, nous avons

$$\sum \frac{mv^2}{2} = U + \sum \frac{mv_0^2}{2} - U_0.$$

Comme U_0 est négatif, la quantité $\sum \frac{mv_0^2}{2} - U_0$ est positive; elle peut d'ailleurs être rendue aussi petite qu'on le veut, car elle est continue et s'annule quand toutes les vitesses initiales et toutes les valeurs initiales des paramètres sont nulles. D'une façon précise, on peut déterminer un nombre η inférieur à ε et assez petit pour que, les valeurs $q_1^0, q_2^0, \ldots, q_k^0$ et $v_1^0, v_2^0, \ldots, v_n^0$ étant plus petites que η en valeur absolue, on ait

$$\sum \frac{mv_0^2}{2} - U_0 < P.$$

Alors l'équation des forces vives donne

$$\sum \frac{mv^2}{2} < U + P.$$

Les paramètres $q_1, q_2, \ldots, q_k$ partant de valeurs comprises ntre $\pm\varepsilon$, aucun des paramètres ne peut atteindre ces limites endant le mouvement, car, dès que l'un d'entre eux les atteindrait, $J + P$ deviendrait *négatif*, et la force vive Σmv^2 également, ce ui est impossible.

Limites des vitesses. — On peut aussi assigner des limites upérieures des vitesses pendant toute la durée du mouvement. En effet, U étant négatif, puisque les paramètres restent compris entre $\pm\varepsilon$, on a

$$\Sigma mv^2 < 2P.$$

Si donc on appelle v_i la vitesse du point de masse m_i, on a

$$m_i v_i^2 < 2P, \qquad v_i < \sqrt{\frac{2P}{m_i}}.$$

Cette limite est très petite en même temps que ε, car, ε tendant ers zéro, P tend vers zéro.

Remarque I. — La démonstration suppose essentiellement que U dépende *tous* les paramètres $q_1, q_2, \ldots, q_k$; si U dépendait seulement de elques-uns d'entre eux, q_1, q_2, q_3 par exemple, et était maximum et nul ur $q_1 = q_2 = q_3 = 0$, la position correspondant à $q_1 = 0$, $q_2 = 0$, $q_3 = 0$, $= a_4, \ldots, q_k = a_k$, $a_4, a_5, \ldots, a_k$ étant des constantes quelconques, ait une position d'équilibre, mais elle ne serait pas stable. En écartant système très peu de cette position et donnant aux points des vitesses s petites, on aurait un mouvement dans lequel q_1, q_2, q_3 resteraient s voisins de zéro, mais les autres paramètres $q_4, q_5, \ldots, q_k$ ne resteient pas voisins de $a_4, a_5, \ldots, a_k$. D'ailleurs, les vitesses restent très tites. Imaginons, par exemple, un corps pesant de révolution, suspendu r un point de son axe, et prenons les notations du n° 402. Actuellement, y a une fonction de forces qu'on peut écrire

$$U = -Mg\zeta\cos\theta,$$

ui ne dépend que de θ, tandis que la position du corps dépend des trois ngles d'Euler θ, φ, ψ. La fonction U est maximum pour $\theta = \pi$; les posions correspondantes du corps, en nombre infini, sont des positions d'équibre d'ailleurs évidentes *a priori*, l'axe étant vertical et le centre de grité au-dessous du point de suspension. Mais ces positions ne sont pas stables dans le sens strict du mot, car en imprimant au corps une rotation initiale, si petite soit-elle, autour de la verticale, on obtient un mouvement dans lequel les points s'éloignent de quantités finies de leurs positions d'équilibre.

Remarque II. — On peut démontrer que, si, dans une certaine position d'un système, les dérivées $\frac{\partial U}{\partial q_1}, \frac{\partial U}{\partial q_2}, \ldots, \frac{\partial U}{\partial q_k}$ sont toutes nulles *sans que* U *soit maximum,* la position d'équilibre correspondante est *instable.* M. Francesco Siacci nous a informé récemment qu'il était arrivé à une démonstration rigoureuse de cette proposition.

455. Petits mouvements. — Imaginons, comme plus haut, un système à liaisons indépendantes du temps dont la position dépend de k paramètres géométriques $q_1, q_2, \ldots, q_k$; supposons que les forces appliquées dérivent d'une fonction de forces $U(q_1, q_2, \ldots, q_k)$ dépendant de toutes les variables q_ν et que cette fonction soit maximum et nulle quand toutes les variables q_ν s'annulent ($\nu = 1, 2, \ldots, k$). La position d'équilibre correspondante est stable; nous nous proposons d'étudier les petits mouvements du système autour de cette position. Dans ces petits mouvements $q_1, q_2, \ldots, q_k$ restent très petits; les vitesses restent aussi très petites; donc les dérivées $q'_1, q'_2, \ldots, q'_k$ restent très petites, car la force vive est une fonction homogène et du second degré essentiellement positive des dérivées q'_ν. Nous commencerons par le cas le plus simple où le système est à *liaisons complètes.*

1° *Système à liaisons complètes.* — La position du système dépend alors d'un paramètre q qui est supposé *nul* dans la position d'équilibre; le nombre $k = 1$. La demi-force vive T étant une fonction homogène et du second degré de q' est de la forme

$$T = q'^2 f(q) = q'^2 \left[f(0) + \frac{q}{1} f'(0) + \ldots \right],$$

où l'on suppose la fonction $f(q)$ développable par la formule de Mac Laurin. Supposons le premier terme du développement $f(0)$ différent de zéro : alors ce premier terme $f(0)$ est nécessairement positif, car, q étant très petit, T a le signe de $f(0)$ et une force vive est essentiellement positive. Nous écrirons, en posant $f(0) = a$,

$$T = aq'^2 + T_1,$$

T_1 étant très petit par rapport au premier terme, car T_1 contient qq'^2 en facteur.

Prenons maintenant la fonction des forces U : c'est par hypothèse une fonction de q nulle et maximum pour $q = 0$. Si donc on pose $U = F(q)$ et si l'on développe $F(q)$ par la formule de Mac Laurin, on voit que $F(0)$ et $F'(0)$ sont nuls, $F''(0)$ étant en général *négatif*. En posant $\frac{1}{2}F''(0) = -\alpha$, $\alpha > 0$, on pourra écrire

$$U = -\alpha q^2 + U_1,$$

U_1 étant la somme des termes suivants dans le développement de Mac Laurin; U_1 est donc très petit par rapport au terme $-\alpha q^2$ car il contient q^3 en facteur.

On peut, pour étudier les petites oscillations, négliger T_1 et U_1 et prendre

$$T = aq'^2, \qquad U = -\alpha q^2.$$

L'équation du mouvement, d'après Lagrange,

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial q'}\right) - \frac{\partial T}{\partial q} = \frac{\partial U}{\partial q}$$

devient alors, puisque $\frac{\partial T}{\partial q}$ est nul,

$$(1) \qquad aq'' = -\alpha q, \qquad q'' = -r^2 q,$$

en posant $\frac{\alpha}{a} = r^2$. L'intégrale générale de cette équation est

$$q = \lambda \cos(rt + \rho)$$

λ et ρ désignant deux constantes arbitraires que l'on détermine connaissant la position initiale, c'est-à-dire q_0, et la vitesse initiale, c'est-à-dire q'_0. La durée d'une oscillation du système est $\frac{2\pi}{r}$; la constante r ayant une signification physique est évidemment indépendante du choix du paramètre q.

Les valeurs initiales de q et q' pour $t = 0$ étant a_1 et b_1 on a

$$q = a_1 \cos rt + \frac{b_1}{r} \sin rt.$$

Si dans une deuxième expérience les valeurs initiales de q et q' sont a_2 et b_2, on a de même pour le mouvement

$$q = a_2 \cos rt + \frac{b_2}{r} \sin rt.$$

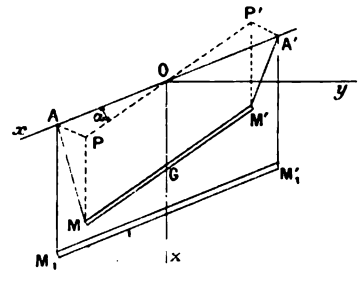
Enfin, si dans une troisième expérience, les valeurs initiales de q et q' sont $a_1 + a_2$ et $b_1 + b_2$, l'expression correspondante de q est

$$q = (a_1 + a_2)\cos rt + \frac{b_1 + b_2}{r}\sin rt,$$

c'est-à-dire la somme *des deux précédentes :* ce fait, qui tient à ce que l'équation du mouvement est linéaire, constitue ce qu'on appelle la *superposition des petits mouvements*.

Exemple. — En deux points fixes A et A' situés sur l'axe horizontal Ox à des distances égales $OA = OA' = a$ de l'origine O, sont attachés deux fils sans masse AM, A'M' de même longueur l supportant une barre homo-

Fig. 263.



gène pesante MM' de longueur $2a$ égale à AA'. Cette barre est percée en son milieu G d'une ouverture infiniment petite dans laquelle passe l'axe Oz supposé vertical et dirigé vers le bas. Le système étant écarté très peu de sa position d'équilibre $M_1 M'_1$ est abandonné à lui-même sans vitesse initiale : étudions les petites oscillations.

Appelons, à un instant quelconque, θ l'angle du fil AM avec Oz, et α l'angle que fait avec Ox la projection PP' de la barre MM' sur le plan xOy; le triangle isoscèle AOP et le triangle rectangle AMP donnent la relation

$$l \sin\theta = 2a \sin\frac{\alpha}{2}.$$

La position du système dépend du seul paramètre θ qui s'annule dans la position d'équilibre. La seule force donnée étant le poids, on a, en appelant ζ l'ordonnée $OG = l\cos\theta$ du centre de gravité G,

$$U = Mgl(\cos\theta - 1),$$

où la constante est déterminée de façon que U soit nul pour $\theta = 0$; U est

manifestement maximum pour cette valeur. Développant U par la formule de Mac Laurin, on a

$$U = -Mgl\frac{\theta^2}{2} + U_1,$$

où U_1 est, par rapport à θ, d'un ordre supérieur au deuxième. Calculons T d'après le théorème de Kœnig

$$T = \frac{1}{2}M(\zeta'^2 + k^2\alpha'^2) = \frac{1}{2}M\left(l^2\theta'^2\sin^2\theta + \frac{1}{3}a^2\alpha'^2\right),$$

car le moment d'inertie Mk^2 d'une barre homogène de longueur $2a$ par rapport à son centre est $\frac{1}{3}Ma^2$. Or la relation géométrique ci-dessus donne

$$\alpha = 2\arcsin\left(\frac{l}{2a}\sin\theta\right),$$

d'où l'on tire α' par dérivation et

$$T = \frac{1}{2}M\left(l^2\sin^2\theta + \frac{4}{3}\frac{a^2l^2\cos^2\theta}{4a^2 - l^2\sin^2\theta}\right)\theta'^2.$$

L'équation finie du mouvement serait donc $T = U + h$ d'après le théorème des forces vives. Mais pour les oscillations infiniment petites, nous devons réduire le coefficient de θ'^2 dans T à ce qu'il devient pour $\theta = 0$, et prendre approximativement

$$T = \frac{1}{6}Ml^2\theta'^2, \qquad U = -\frac{1}{2}Mgl\theta^2.$$

L'équation du mouvement, d'après l'équation de Lagrange, est alors

$$\theta'' = -\frac{3g}{l}\theta.$$

La durée des petites oscillations est $2\pi\sqrt{\frac{l}{3g}}$.

Remarque. — Dans la théorie précédente nous avons supposé que, T étant de la forme $q'^2 f(q)$, $f(0)$ était différent de zéro. Si cette condition n'est pas réalisée, on peut la réaliser par un changement de variable. Supposons, en effet, qu'on ait pour de petites valeurs de q

$$f(q) = q^n\varphi(q),$$

$\varphi(0)$ étant différent de zéro.

On fera alors la substitution

$$\frac{n+2}{2}q^{\frac{n}{2}}q' = s', \qquad q = s^{\frac{2}{n+2}},$$

s désignant une nouvelle variable, et l'on aura

$$T = q'^2 q^n \varphi(q) = \frac{4}{(n+2)^2} \varphi\left(s^{\frac{2}{n+2}}\right) s'^2,$$

où le coefficient de s'^2 n'est plus nul pour $s = 0$.

Nous avons supposé également que, le coefficient de q'^2 dans T étant différent de zéro pour $q = 0$, le développement de $U(q)$ par la formule de Mac Laurin commence par un terme en q^2. Mais il peut arriver que $U(q)$, étant maximum pour $q = 0$, les dérivées de U jusqu'à un ordre impair quelconque supérieur à 1 s'annulent, la première dérivée qui ne s'annule pas étant d'ordre pair et négative. Par exemple, pour prendre le cas le plus simple, on peut avoir

$$U(q) = -\alpha q^4 + U_1,$$

U_1 contenant q^5 en facteur et α étant positif. Alors, en réduisant T à la forme aq'^2 et négligeant U_1, on a pour l'équation du mouvement

$$(2) \qquad aq'' = -2\alpha q^3.$$

On est alors en présence d'une circonstance spéciale qui ne tient pas au choix de la variable : *la durée des petites oscillations autour de la position d'équilibre varie avec leur amplitude.* En effet, en plaçant le système dans la position correspondant à q_0 et l'abandonnant sans vitesse, on a, intégrant (2),

$$\left(\frac{dq}{dt}\right)^2 = \frac{\alpha}{a}(q_0^4 - q^4);$$

d'où l'on tire t en fonction de q par une quadrature elliptique : q oscille de $-q_0$ à $+q_0$; le quart d'une oscillation a pour durée

$$\sqrt{\frac{a}{\alpha}} \int_0^{q_0} \frac{dq}{\sqrt{q_0^4 - q^4}} = \frac{1}{q_0}\sqrt{\frac{a}{\alpha}} \int_0^1 \frac{ds}{\sqrt{1-s^4}},$$

en faisant $q = sq_0$. Cette durée est donc en raison inverse de q_0 et devient infiniment grande quand q_0 tend vers zéro.

2° *Systèmes à deux degrés de liberté.* — Imaginons un système à liaisons indépendantes du temps dont la position dépend de deux paramètres q_1 et q_2; on a

$$T = Aq_1'^2 + 2Bq_1'q_2' + Cq_2'^2,$$

où A, B, C sont des fonctions de q_1 et q_2.

Nous supposerons les paramètres choisis de telle façon que le

discriminant $AC - B^2$ ne soit pas nul pour $q_1 = q_2 = 0$. Alors, en développant les coefficients A, B, C par la formule de Mac Laurin, et appelant a, b, c les valeurs de ces coefficients pour $q_1 = q_2 = 0$, on aura

$$T = aq_1'^2 + 2bq_1'q_2' + cq_2'^2 + T_1,$$

T_1 étant du troisième ordre par rapport à q_1, q_2, q_1', q_2' et s'annulant quand q_1 et q_2 sont nuls. Quand q_1 et q_2 sont très petits, T a donc le signe du trinôme formé par les termes qui précèdent T_1, et comme T est essentiellement positif, quels que soient q_1' et q_2', on a

$$a > 0, \qquad c > 0, \qquad b^2 - ac < 0.$$

Prenons maintenant la fonction de forces $U(q_1, q_2)$: cette fonction étant nulle et maximum pour $q_1 = q_2 = 0$, on a, en développant par la formule de Mac Laurin,

$$U = -(\alpha q_1^2 + 2\beta q_1 q_2 + \gamma q_2^2) + U_1,$$

où U_1 est du troisième ordre en q_1 et q_2. Comme U doit être négatif pour des valeurs arbitraires suffisamment petites de q_1 et q_2, on a

$$\alpha > 0, \qquad \gamma > 0, \qquad \beta^2 - \alpha\gamma < 0.$$

Pour obtenir les petits mouvements autour de la position d'équilibre, nous négligerons T_1 et U_1 en prenant

$$T = aq_1'^2 + 2bq_1'q_2' + cq_2'^2,$$
$$U = -(\alpha q_1^2 + 2\beta q_1 q_2 + \gamma q_2^2).$$

Les deux équations de Lagrange deviennent alors

$$(3) \qquad \begin{cases} aq_1'' + bq_2'' = -(\alpha q_1 + \beta q_2), \\ bq_1'' + cq_2'' = -(\beta q_1 + \gamma q_2), \end{cases}$$

équations linéaires à coefficients constants. Pour les intégrer, nous ferons

$$(4) \qquad q_1 = \lambda_1 \cos(rt + \rho), \qquad q_2 = \lambda_2 \cos(rt + \rho),$$

λ_1, λ_2, r, ρ désignant des constantes. En substituant et divisant par $\cos(rt + \rho)$, on a

$$(5) \quad \lambda_1(ar^2 - \alpha) + \lambda_2(br^2 - \beta) = 0, \qquad \lambda_1(br^2 - \beta) + \lambda_2(cr^2 - \gamma) = 0,$$

d'où, en éliminant λ_1 et λ_2,

$$(6) \qquad (ar^2-\alpha)(cr^2-\gamma)-(br^2-\beta)^2=0,$$

équation bicarrée qui donne pour r^2 deux valeurs réelles et positives. En effet, en substituant dans le premier membre, à la place de r^2, les valeurs o et $+\infty$, on obtient des résultats positifs, tandis que les valeurs $\frac{\alpha}{a}$ et $\frac{\gamma}{c}$ donnent des résultats négatifs. On peut toujours supposer r positif, car la solution (4) ne change pas quand on change r et ρ de signes : nous pourrons alors prendre pour r les deux racines positives r_1 et r_2 de l'équation (6).

Si l'on substitue à r l'une de ces racines dans les équations (5), elles se réduisent à une, à la première, par exemple; on a alors, en faisant $r=r_1$,

$$\frac{\lambda_1}{br_1^2-\beta}=\frac{\lambda_2}{\alpha-ar_1^2}=\mu_1,$$

μ_1 désignant une constante arbitraire. On a ainsi la solution

$$q_1=\mu_1(br_1^2-\beta)\cos(r_1t+\rho_1), \qquad q_2=\mu_1(\alpha-ar_1^2)\cos(r_1t+\rho_1).$$

La seconde racine r_2 donne une solution analogue, avec d'autres constantes μ_2 et ρ_2, et les intégrales générales des équations du mouvement sont enfin

$$(7) \quad \begin{cases} q_1=\mu_1(br_1^2-\beta)\cos(r_1t+\rho_1)+\mu_2(br_2^2-\beta)\cos(r_2t+\rho_2), \\ q_2=\mu_1(\alpha-ar_1^2)\cos(r_1t+\rho_1)+\mu_2(\alpha-ar_2^2)\cos(r_2t+\rho_2). \end{cases}$$

avec quatre constantes arbitraires μ_1, μ_2, ρ_1 et ρ_2, qu'on déterminera connaissant les valeurs initiales de q_1, q_2 et de leurs dérivées, q'_1 et q'_2.

On voit que le mouvement dans le voisinage de la position d'équilibre est le mouvement résultant de deux oscillations dont les périodes respectives sont $\frac{2\pi}{r_1}$ et $\frac{2\pi}{r_2}$. Si ces périodes sont commensurables entre elles, il existera une période pour le mouvement, sinon le système ne repassera à aucune époque par la même configuration. On a déjà vu un exemple de ce fait n° **272**.

Les quantités r_1 et r_2, ayant ainsi une signification physique, sont évidemment indépendantes du choix des paramètres q_1 et q_2. Ce sont des invariants du problème.

Cas particulier. — Quand nous avons démontré que l'équation (6) en r^2 a deux racines positives, nous avons admis qu'en substituant $\frac{\alpha}{a}$ et $\frac{\gamma}{c}$ dans le premier membre, on avait au moins un résultat négatif : ceci n'arriverait pas si l'on avait

$$\frac{\alpha}{a} = \frac{\beta}{b} = \frac{\gamma}{c} = p^2,$$

où p^2 est une constante positive. L'équation (6) serait alors

$$(r^2 - p^2)^2 = 0;$$

elle aurait ses racines égales : néanmoins les intégrales générales ne contiennent pas le temps en dehors des signes sin et cos; en effet, les équations du mouvement (3) s'écrivent alors

$$a(q_1'' + p^2 q_1) + b(q_2'' + p^2 q_2) = 0,$$
$$b(q_1'' + p^2 q_1) + c(q_2'' + p^2 q_2) = 0,$$

et, comme $b^2 - ac$ est positif, elles donnent

$$q_1'' + p^2 q_1 = 0, \qquad q_2'' + p^2 q_2 = 0,$$

d'où pour les intégrales générales

$$q_1 = \mu_1 \cos(pt + \rho_1), \qquad q_2 = \mu_2 \cos(pt + \rho_2).$$

Il n'y a plus alors qu'une période pour chaque oscillation, $\frac{2\pi}{p}$.

Autre méthode. — Ces résultats peuvent être obtenus autrement si l'on fait usage des propriétés des formes quadratiques. Considérons les deux formes quadratiques

$$S = aq_1^2 + 2bq_1q_2 + cq_2^2, \qquad U = -(\alpha q_1^2 + 2\beta q_1 q_2 + \gamma q_2^2),$$

à l'aide desquelles on peut écrire les équations du mouvement sous la forme

$$\frac{d^2}{dt^2}\left(\frac{\partial S}{\partial q_1}\right) = \frac{\partial U}{\partial q_1}, \qquad \frac{d^2}{dt^2}\left(\frac{\partial S}{\partial q_2}\right) = \frac{\partial U}{\partial q_2}.$$

Faisons un changement de variables linéaire à coefficients constants

$$q_1 = k_1 s_1 + h_1 s_2, \qquad q_2 = k_2 s_1 + h_2 s_2,$$

où s_1 et s_2 sont de nouveaux paramètres, k_1, h_1, k_2 et h_2 des constantes.

On peut déterminer les coefficients de la substitution de façon à réduire simultanément les deux formes à des sommes de carrés; cela revient, en regardant q_1 et q_2 comme des coordonnées cartésiennes, à prendre pour axes les droites conjuguées à la fois par rapport aux couples de droites $S = 0$, $U = 0$. On a ainsi

$$S = s_1^2 + s_2^2, \qquad U = -(r_1^2 s_1^2 + r_2^2 s_2^2);$$

la demi-force vive devient $T = s_1'^2 + s_2'^2$ et les équations du mouvement deviennent

$$s_1'' = -r_1^2 s_1, \qquad s_2'' = -r_2^2 s_2,$$

d'où en intégrant

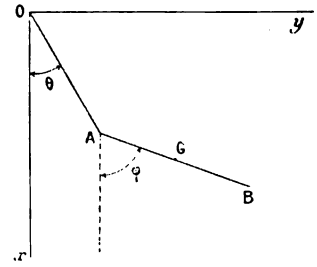
$$s_1 = \mu_1 \cos(r_1 t + \rho_1), \qquad s_2 = \mu_2 \cos(r_2 t + \rho_2).$$

On peut remarquer que l'équation bicarrée en r^2 s'obtient en égalant à zéro le discriminant de la forme $U + r^2 S$.

Les variables s_1 et s_2 s'appellent les variables *principales*.

Application. — Imaginons une barre homogène pesante AB de longueur $2a$ suspendue par un fil de longueur l attaché au point fixe O; le système est assujetti à se déplacer dans un plan vertical xOy, on demande d'étudier ses oscillations infiniment petites autour de la verticale qui est sa position d'équilibre.

Fig. 264.



La position du système dépend des deux angles θ et φ que fait la verticale Ox avec les directions du fil et de la barre, paramètres qui sont bien nuls dans la position d'équilibre. Il y a ici une fonction de forces

$$U = Mg\xi + C,$$

ξ étant l'abscisse du centre de gravité G. Il nous faut, pour être dans les conditions de la théorie qui précède, disposer de C de façon que U s'annule dans la position d'équilibre; les coordonnées du centre de gravité ayant pour expressions

$$\xi = l\cos\theta + a\cos\varphi, \qquad \eta = l\sin\theta + a\sin\varphi,$$

la fonction des forces sera

$$U = Mg[l(\cos\theta - 1) + a(\cos\varphi - 1)].$$

Calculons maintenant la demi-force vive T; la force vive de la masse M concentrée en G est

$$M(\xi'^2 + \eta'^2) = M[l^2\theta'^2 + a^2\varphi'^2 + 2al\theta'\varphi'\cos(\theta - \varphi)].$$

La force vive dans la rotation autour du centre de gravité étant $\frac{1}{3}Ma^2\varphi'^2$ d'après la valeur du moment d'inertie d'une barre homogène par rapport à son centre, la demi-force vive totale sera

$$T = \frac{M}{2}\left[l^2\theta'^2 + \frac{4}{3}a^2\varphi'^2 + 2al\theta'\varphi'\cos(\theta - \varphi)\right].$$

Pour trouver les oscillations infiniment petites, il suffit de considérer dans U et T les termes du second ordre

$$U = -\frac{Mg}{2}(l\theta^2 + a\varphi^2).$$

$$T = \frac{M}{2}\left(l^2\theta'^2 + \frac{4}{3}a^2\varphi'^2 + 2al\theta'\varphi'\right).$$

Les équations de Lagrange sont alors

$$l^2\theta'' + al\varphi'' = -gl\theta, \qquad \tfrac{4}{3}a^2\varphi'' + al\theta'' = -ga\varphi.$$

On intégrera ces équations en posant

$$\theta = \lambda_1\cos(rt + \rho), \qquad \varphi = \lambda_2\cos(rt + \rho),$$

λ_1 et λ_2 devant satisfaire aux conditions

$$(lr^2 - g)\lambda_1 + ar^2\lambda_2 = 0, \qquad lr^2\lambda_1 + (\tfrac{4}{3}ar^2 - g)\lambda_2 = 0,$$

l'équation en r^2 est donc

$$(lr^2 - g)[\tfrac{4}{3}ar^2 - g] - alr^4 = 0,$$

équation du second degré en r^2 qui donnera deux racines réelles et positives r_1^2 et r_2^2, pour chacune desquelles on aura un système de solutions particulières. En ajoutant ces solutions, on aura les intégrales générales

$$\theta = ar_1^2\mu_1\cos(r_1t + \rho_1) + ar_2^2\mu_2\cos(r_2t + \rho_2),$$
$$\varphi = (g - lr_1^2)\mu_1\cos(r_1t + \rho_1) + (g - lr_2^2)\mu_2\cos(r_2t + \rho_2),$$

avec les quatre constantes μ_1, μ_2, ρ_1, ρ_2.

Par exemple, si l'on suppose $a = \frac{3}{4}l$ on trouve comme valeurs de r_1^2 et r_2^2

$\frac{2g}{l}(2+\sqrt{3})$, $\frac{2g}{l}(2-\sqrt{3})$, ce qui donne immédiatement les durées respectives $\frac{2\pi}{r_1}$, $\frac{2\pi}{r_2}$ des deux oscillations qui composent le petit mouvement.

Remarque. — Nous avons, dans la théorie précédente, supposé $ac-b^2$ différent de zéro. Si ce discriminant était nul, il faudrait faire un autre choix de paramètres de telle manière que la nouvelle expression approchée de T ait un discriminant différent de zéro. Par exemple, si l'on prend un point mobile dans un plan ayant comme position d'équilibre stable l'origine, on a en coordonnées polaires r et θ

$$T = \frac{m}{2}(r'^2 + r^2\theta'^2),$$

expression dont le discriminant r^2 s'annule dans la position d'équilibre. En prenant les coordonnées cartésiennes, on aura la nouvelle expression

$$T = \frac{m}{2}(x'^2 + y'^2),$$

dont le discriminant n'est pas nul.

Nous avons supposé aussi que le développement de la fonction des forces U commençait par les termes du second ordre en q_1 et q_2; il pourrait arriver, puisque $U = 0$ est un maximum, que ce développement commence par des termes d'un ordre pair quelconque, par exemple du quatrième ordre

$$U = -(\alpha q_1^4 + \beta q_1^3 q_2 + \ldots + \delta q_2^4) + U_1.$$

Dans ce cas l'étude des petites oscillations devient plus compliquée : les équations obtenues en négligeant U_1 ne sont plus linéaires.

L'oscillation générale n'est plus la résultante de deux oscillations spéciales ayant chacune une durée déterminée.

3° *Cas général.* — Imaginons un système assujetti à des liaisons indépendantes du temps, les forces qui agissent sur ce système dérivant d'une fonction de force U. Nous le supposerons dans une position d'équilibre stable où la fonction U est maximum. Soient $q_1, q_2, \ldots, q_k$ les paramètres qui définissent la position du système; nous admettrons qu'ils sont nuls ainsi que U dans la position d'équilibre. L'équilibre étant stable, lorsque l'on déplacera le système et qu'on l'abandonnera à lui-même, les paramètres q et leurs dérivées resteront très petits pendant toute la durée du mouvement, nous considérerons $q_1, q_2, \ldots, q_k$ et leurs dérivées

comme de petites quantités du premier ordre. La demi-force vive totale est une fonction quadratique homogène des q' :

$$T = \Sigma A_{ij} q'_i q'_j, \qquad \begin{pmatrix} i = 1, 2, \ldots, k \\ j = 1, 2, \ldots, k \end{pmatrix}, \qquad A_{ij} = A_{ji}.$$

Chacun des coefficients A_{ij} est une fonction des q qui prend la valeur a_{ij} lorsque les paramètres q s'annulent; on peut donc écrire

$$T = \Sigma a_{ij} q'_i q'_j + T_1, \qquad \begin{pmatrix} i = 1, 2, \ldots, k \\ j = 1, 2, \ldots, k \end{pmatrix}, \qquad a_{ij} = a_{ji},$$

la fonction T_1 étant une somme de petites quantités d'ordre supérieur à 2.

Nous savons, d'autre part, que la valeur 0 est un maximum de U; nous pouvons donc écrire

$$U = -\Sigma b_{ij} q_i q_j + U_1,$$

U_1 étant d'ordre supérieur à 2. Nous remarquerons que, les termes d'ordre moindre, donnant leur signe aux expressions de T et de U, les sommes qui constituent les termes du second ordre doivent rester constamment positives pour T et pour U, car nous mettons dans U le signe en évidence.

Notre approximation consiste à négliger les termes en U_1 et T_1. Les équations de Lagrange

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial q'_\nu}\right) - \frac{\partial T}{\partial q_\nu} = \frac{\partial U}{\partial q_\nu}$$

sont ici

$$a_{\nu 1} q''_1 + a_{\nu 2} q''_2 + \ldots + a_{\nu k} q''_k = -(b_{\nu 1} q_1 + \ldots + b_{\nu k} q_k) \qquad (\nu = 1, 2, \ldots, k).$$

Les k équations différentielles simultanées que nous obtenons sont linéaires du premier ordre et à coefficients constants; nous pouvons donc les intégrer en posant

$$(8) \qquad q_1 = \lambda_1 \cos(rt + \rho), \qquad \ldots, \qquad q_k = \lambda_k \cos(rt + \rho).$$

Pour que ces valeurs satisfassent aux équations de Lagrange, il faut que l'on ait

$$\begin{aligned} &\lambda_1(b_{11} - r^2 a_{11}) + \lambda_2(b_{12} - r^2 a_{12}) + \ldots + \lambda_k(b_{1k} - r^2 a_{1k}) = 0, \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\ &\lambda_1(b_{k1} - r^2 a_{k1}) + \lambda_2(b_{k2} - r^2 a_{k2}) + \ldots + \lambda_k(b_{kk} - r^2 a_{kk}) = 0. \end{aligned}$$

Pour que tous les λ ne soient pas nuls, il faut que le déterminant de ces équations linéaires et homogènes soit nul :

$$(9)\qquad \begin{vmatrix} b_{11}-r^2a_{11} & b_{12}-r^2a_{12} & \dots & b_{1k}-r^2a_{1k} \\ \dots\dots\dots & \dots\dots\dots & \dots & \dots\dots\dots \\ b_{k1}-r^2a_{k1} & b_{k2}-r^2a_{k2} & \dots & b_{kk}-r^2a_{kk} \end{vmatrix} = 0.$$

Cette égalité considérée comme une équation en r^2 donne, en général, k valeurs de cette inconnue, et pour r_ν, $2k$ valeurs deux à deux égales et de signes contraires; mais on peut toujours supposer r_ν positif, car la solution (8) ne change pas quand r_ν et ρ changent de signes. En adoptant une de ces k valeurs de r, r_ν, par exemple, on peut déterminer tous les λ en fonction d'une arbitraire μ_ν, et l'on obtient le système de solutions (1) qui contient, outre μ_ν, la quantité arbitraire ρ_ν. On a ainsi k systèmes de solutions particulières des équations différentielles et leur somme donne la solution générale qui contient, comme il doit être, $2k$ constantes arbitraires.

L'oscillation générale est ainsi le mouvement résultant de k oscillations partielles ayant respectivement les périodes $\frac{2\pi}{r_1}$, $\frac{2\pi}{r_2}$, ..., $\frac{2\pi}{r_k}$. Les racines r_1, r_2, ..., r_k sont des invariants : leurs valeurs sont indépendantes du choix des paramètres.

Les équations étant linéaires, si l'on en a deux systèmes de solutions particulières $q_\nu = f_\nu(t)$ et $q_\nu = \varphi_\nu(t)$, les fonctions $q_\nu = f_\nu(t) + \varphi_\nu(t)$ en sont encore des solutions. On a ainsi ce qu'on appelle la *superposition des petits mouvements*.

Sans invoquer la théorie des formes quadratiques, on peut démontrer que les racines de l'équation en r sont *réelles*. En effet, si cette équation admettait une racine imaginaire $a+ib$, elle admettrait la racine conjuguée $a-ib$: les valeurs correspondantes des constantes λ_ν seraient aussi imaginaires conjuguées. On trouverait alors pour les paramètres q_ν un système de solutions réelles particulières de la forme

$$q_\nu = (A_\nu + iB_\nu)\cos(a+ib)t + (A_\nu - iB_\nu)\cos(a-ib)t,$$

ou sous forme réelle

$$q_\nu = A_\nu(e^{bt}+e^{-bt})\cos at + B_\nu(e^{bt}-c^{-bt})\sin at.$$

On aurait ainsi un mouvement du système dans lequel les variables q_ν et leurs dérivées commenceraient par être aussi petites qu'on le voudrait, pour finir par être infiniment grandes avec t, ce qui est en contradiction avec ce fait que l'équilibre est *stable*.

On voit, par un raisonnement analogue, que, si l'équation en r a des racines multiples, le temps ne peut pas figurer en dehors des signes sinus et cosinus, car des expressions de la forme

$$\mu t \cos(rt + \rho)$$

deviendraient infiniment grandes avec t.

La théorie des formes quadratiques conduit aux mêmes résultats; si l'on pose

$$S = \sum a_{ij} q_i q_j, \qquad U = -\sum b_{ij} q_i q_j.$$

Ces deux formes quadratiques sont l'une S essentiellement positive, l'autre U essentiellement négative pour toutes les valeurs des variables et ne peuvent devenir nulles que si toutes les variables s'annulent. Les équations des petits mouvements peuvent s'écrire

$$\frac{d^2}{dt^2}\left(\frac{\partial S}{\partial q_\nu}\right) = \frac{\partial U}{\partial q_\nu},$$

et l'équation (9) donnant r^2 s'obtient en égalant à zéro le discriminant de $U + r^2 S$. On peut toujours, par un changement linéaire de variables substituant de nouvelles variables $s_1, s_2, \ldots, s_k$ aux anciennes $q_1, q_2, \ldots, q_k$, ramener les deux formes quadratiques S et U à être des sommes de carrés

$$S = s_1^2 + s_2^2 + \ldots + s_k^2, \qquad U = -(r_1^2 s_1^2 + r_2^2 s_2^2 + \ldots + r_k^2 s_k^2).$$

La demi-force vive est alors

$$T = s_1'^2 + s_2'^2 + \ldots + s_k'^2.$$

Les équations des petits mouvements deviennent

$$\frac{d^2}{dt^2}\left(\frac{\partial S}{\partial s_\nu}\right) = \frac{\partial U}{\partial s_\nu},$$

c'est-à-dire

$$\frac{d^2 s_\nu}{dt^2} = -r_\nu^2 s_\nu, \qquad s_\nu = \mu_\nu \cos(r_\nu t + \rho_\nu).$$

On a ainsi immédiatement sous forme finie les équations des petits mouvements, avec $2k$ constantes arbitraires μ_ν et ρ_ν.

Les variables $s_1, s_2, \ldots, s_k$ qu'il faut choisir pour ramener T, S et U à des sommes de carrés comme ci-dessus, se nomment les *variables principales*.

Remarque. — Nous avons supposé que le déterminant des a_{ij}, discriminant de la forme S, n'est pas nul. S'il l'était, il faudrait faire choix d'un autre système de paramètres.

Nous avons supposé aussi que le développement de U, suivant les puissances de $q_1, q_2, \ldots, q_k$, commence par des termes du deuxième ordre. Si ce développement commençait par des termes d'ordre supérieur, du quatrième ou du sixième, les équations des petits mouvements ne seraient plus linéaires.

456. Petits mouvements troublés par une force perturbatrice périodique. — Considérons un système tel que celui dont nous venons d'étudier les petits mouvements autour d'une position d'équilibre stable correspondant à

$$q_1 = q_2 = \ldots = q_k = 0.$$

Supposons qu'aux forces constitutives du système dérivant de la fonction de forces U, qui est maximum et nulle dans l'équilibre, viennent s'ajouter pendant le mouvement des forces perturbatrices très petites, fonctions du temps et généralement aussi de $q_1, q_2, \ldots, q_k$ et de leurs dérivées.

Appelons X, Y, Z celle de ces forces qui agit sur le point du système de coordonnées x, y, z; alors, d'après la théorie générale des équations de Lagrange, si l'on pose

$$R_\nu = \sum \left(X \frac{\partial \varphi}{\partial q_\nu} + Y \frac{\partial \psi}{\partial q_\nu} + Z \frac{\partial \varpi}{\partial q_\nu} \right),$$

les équations du mouvement troublé seront

$$(10) \qquad \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial q'_\nu}\right) - \frac{\partial T}{\partial q_\nu} = \frac{\partial U}{\partial q_\nu} + R_\nu \qquad (\nu = 1, 2, \ldots, k).$$

Nous supposerons T et U réduits aux mêmes formes quadratiques que ci-dessus.

Les forces perturbatrices, étant indépendantes de celles qui déterminent l'équilibre, ne s'annuleront pas en général dans la position d'équilibre et, par conséquent, le terme R_ν développé suivant les puissances de $q_1, q_2, \ldots, q_k$ et de leurs dérivées contiendra un terme indépendant de ces variables par rapport auquel les termes suivants pourront être considérés comme de petites quantités négligeables. Les R_ν sont alors des fonctions du temps seul; nous les supposerons périodiques.

Les équations du mouvement (10), au lieu d'être linéaires sans second membre comme précédemment, auront maintenant comme seconds membres les fonctions périodiques R_ν. Ces fonctions pourront être développées en une somme de sinus et de cosinus

$$R_\nu = 2A_\nu \cos(at + \alpha) + 2B_\nu \cos(bt + \beta) + \ldots + 2L_\nu \cos(lt + \lambda),$$

A_ν, B_ν, ..., a, b, ..., α, β, ... désignant des constantes. Nous dirons que chaque terme de R_ν représente une force perturbatrice simple, le premier une force perturbatrice de période $\frac{2\pi}{a}$, le deuxième une force de période $\frac{2\pi}{b}$, etc.

Supposons, pour simplifier, que l'on ait choisi pour q_1, q_2, ..., q_k des variables principales; alors, comme nous venons de le voir, les valeurs approchées de T et de U sont

$$T = q_1'^2 + q_2'^2 + \ldots + q_k'^2, \qquad U = -(r_1^2 q_1^2 + r_2^2 q_2^2 + \ldots + r_k^2 q_k^2).$$

Les équations du mouvement troublé sont alors

$$(11) \quad \begin{cases} q_\nu'' + r_\nu^2 q_\nu = A_\nu \cos(at + \alpha) + B_\nu \cos(bt + \beta) + \ldots + L_\nu \cos(lt + \lambda) \\ \qquad (\nu = 1, 2, 3, \ldots, k). \end{cases}$$

Les intégrales générales de ces équations prennent une forme analytique différente suivant qu'une des quantités a, b, ..., l est égale ou non à r_ν.

Supposons d'abord qu'aucune des quantités a, b, ..., l ne soit égale à une des racines r_1, r_2, ..., r_k : les intégrales générales des équations (11) sont

$$(12) \quad \begin{cases} q_\nu = \mu_\nu \cos(r_\nu t + \rho_\nu) + \dfrac{A_\nu}{r_\nu^2 - a^2} \cos(at + \alpha) \\ \qquad + \dfrac{B_\nu}{r_\nu^2 - b^2} \cos(bt + \beta) + \ldots + \dfrac{L_\nu}{r_\nu^2 - l^2} \cos(lt + \lambda) \\ \qquad (\nu = 1, 2, \ldots, k), \end{cases}$$

où μ_ν, ρ_ν désignent des constantes arbitraires. Donc, dans ce cas, la force perturbatrice simple, donnant naissance à un terme tel que

$$A_\nu \cos(at + \alpha)$$

dans R_ν, introduit dans le système une oscillation simple

$$\frac{A_\nu}{r_\nu^2 - a^2} \cos(at + \alpha)$$

dont la période est celle de la force et dont l'amplitude est indépendante

des conditions initiales qui n'influent que sur λ_ν et ρ_ν. Si a est voisin de r_ν, c'est-à-dire si la période $\frac{2\pi}{a}$ de la force perturbatrice simple est voisine de la période $\frac{2\pi}{r_\nu}$ d'une oscillation naturelle du système livré à lui-même, le coefficient $\frac{A_\nu}{r_\nu^2 - a^2}$ devient un grand nombre, et l'amplitude de l'oscillation introduite par cette force perturbatrice devient considérable. Cette remarque fait pressentir ce qui se passe quand une des quantités a, b, ..., l est égale à une des racines r_ν.

Supposons, par exemple, que a soit égal à r_1, mais différent de r_2, r_3, ..., r_k, aucune des quantités b, ..., l n'étant égale à une des racines r_1, r_2, ..., r_k. Alors les intégrales générales des équations (11) pour $\nu = 2, 3, \ldots, k$ conserveront la forme (12) trouvée précédemment, mais la première équation

$$\frac{d^2 q_1}{dt^2} + r_1^2 q_1 = A_1 \cos(at + \alpha) + \ldots + L_1 \cos(lt + \lambda),$$

où $a = r_1$, aura pour intégrale

$$q_1 = \mu_1 \cos(r_1 t + \rho_1) + \frac{A_1 t}{2 r_1} \sin(r_1 t + \alpha)$$
$$+ \frac{B_1}{r_1^2 - b^2} \cos(bt + \beta) + \ldots + \frac{L_1}{r_1^2 - l^2} \cos(lt + \lambda).$$

Le temps t apparaît donc en facteur dans le terme de l'intégrale provenant de la force perturbatrice dont la période $\frac{2\pi}{a}$ est égale à la période $\frac{2\pi}{r_1}$ d'une des oscillations naturelles du système. Ainsi, *lorsque la période d'une des forces perturbatrices tend vers celle de l'une des oscillations simples propres au système, l'amplitude de la perturbation devient de plus en plus grande : à la limite, la perturbation se confond avec l'oscillation simple correspondante dont l'amplitude, proportionnelle à t, augmente indéfiniment, ou du moins sort des limites dans lesquelles les équations linéaires sont suffisamment approchées.*

Ce théorème donne l'explication d'un grand nombre de phénomènes, tels que la mise en vibration d'une corde sonore quand l'air vibre à l'unisson et non autrement, l'absorption élective des rayons de lumière et de chaleur par un milieu capable d'engendrer des rayons de même longueur d'onde, etc.

Une autre application importante se rencontre dans les perturbations du mouvement des locomotives. La masse de la machine portée par des ressorts forme un système assujetti à des oscillations de durée déterminée τ. Les forces perturbatrices produites par l'inertie des pièces mobiles, pistons, bielles, manivelles, donnent des sommes de projections ou

de moments qui ont pour période principale la durée d'un tour de roue. Les perturbations correspondantes doivent donc passer par un maximum d'amplitude lorsque la vitesse de la locomotive est telle qu'il se fait un tour de roue pendant la durée τ d'une oscillation. (VICAIRE, *Comptes rendus*, t. CXII, p. 82.)

IV. — OSCILLATIONS AUTOUR D'UN MOUVEMENT STABLE.

457. Méthode générale. — Les équations de Lagrange permettent d'étudier également les petites oscillations d'un système autour d'un mouvement stable. En suivant une méthode semblable à celle que nous avons employée pour l'étude des petits mouvements autour d'une position d'équilibre stable, on est encore conduit à intégrer des équations linéaires, mais ces équations ne sont plus à coefficients constants.

Soit un système dans lequel les liaisons peuvent dépendre du temps et dont la position est définie par k paramètres $q_1, q_2, \ldots, q_k$ géométriquement indépendants. Les équations du mouvement sont

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial q'_\nu}\right) - \frac{\partial T}{\partial q_\nu} = Q_\nu \qquad (\nu = 1, 2, \ldots, k).$$

Supposons qu'on ait trouvé une solution particulière de ces équations

$$q_1 = f_1(t), \qquad q_2 = f_2(t), \qquad \ldots, \qquad q_k = f_k(t),$$

dans laquelle les constantes d'intégration ont des valeurs déterminées. On a alors le mouvement particulier que prend le système quand, à l'instant $t = 0$, $q_1, q_2, \ldots, q_k$ prennent les valeurs $f_1(0), f_2(0), \ldots, f_k(0)$, et les dérivées $q'_1, q'_2, \ldots, q'_k$, les valeurs $f'_1(0), f'_2(0), \ldots, f'_k(0)$. On dit que ce mouvement est stable quand, en plaçant le système dans des conditions initiales *quelconques* infiniment voisines des précédentes, le système prend un mouvement infiniment voisin du mouvement particulier considéré. On peut reconnaître si le mouvement considéré est stable, et en même temps trouver les mouvements infiniment voisins par la méthode suivante. Remplaçons les paramètres $q_1, q_2, \ldots, q_k$ par de nouveaux paramètres $s_1, s_2, \ldots, s_k$ définis par les relations

$$q_1 = f_1(t) + s_1, \qquad q_2 = f_2(t) + s_2, \qquad \ldots, \qquad q_k = f_k(t) + s_k;$$

les équations du mouvement, d'après Lagrange, deviendront

$$(1) \qquad \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial s'_\nu}\right) - \frac{\partial T}{\partial s_\nu} = S_\nu,$$

T et S_ν étant des fonctions de $s_1, s_2, \ldots, s_k$ et $s'_1, s'_2, \ldots, s'_k$.

Avec ce nouveau choix de paramètres, le mouvement particulier dont on veut étudier la stabilité est

$$s_1 = 0, \qquad s_2 = 0, \qquad \ldots, \qquad s_k = 0;$$

on l'obtient en supposant qu'au temps $t = 0$, les paramètres s_ν et leurs dérivées s'_ν ont des valeurs *nulles*. Il s'agit de voir si, en donnant à ces paramètres et à leurs dérivées des valeurs initiales *infiniment petites quelconques*, on obtient un mouvement infiniment voisin, c'est-à-dire un mouvement dans lequel les quantités $s_1, s_2, \ldots, s_k$ et $s'_1, s'_2, \ldots, s'_k$ restent infiniment petites.

Supposant qu'il en soit ainsi et admettant que $T, S_1, S_2, \ldots, S_k$ soient développables suivant les puissances positives croissantes de $s_1, s_2, \ldots, s_k$ et $s'_1, s'_2, \ldots, s'_k$, on ne conservera, dans les deux membres des équations, que les termes du premier ordre par rapport à ces quantités et à $s''_1, s''_2, \ldots, s''_k$. Comme les équations ainsi obtenues sont vérifiées, par hypothèse, pour

$$s_1 = s_2 = \ldots = s_k = 0,$$

elles sont linéaires et homogènes par rapport aux inconnues s_ν et à leurs dérivées premières et secondes.

458. **Exemple.** — Considérons un point de masse 1 attiré par un centre fixe O, proportionnellement à la puissance $n^{\text{ième}}$ de la distance,

$$F = -\mu r^n, \qquad \mu > 0.$$

Les équations du mouvement sont, en appelant r et θ les coordonnées polaires et appliquant les équations de Lagrange,

$$(2) \qquad r'' - r\theta'^2 = -\mu r^n, \qquad \frac{d}{dt}(r^2\theta') = 0.$$

Elles admettent la solution particulière

$$(3) \qquad r = r_0, \qquad \theta' = \sqrt{\mu r_0^{n-1}}, \qquad \theta = \sqrt{\mu r_0^{n-1}}\, t,$$

dans laquelle la trajectoire est un cercle de centre O, parcouru avec une

vitesse constante. Voyons si ce mouvement particulier est stable. Pour cela posons

$$(4) \qquad r = r_0 + \varepsilon, \qquad \theta = \sqrt{\mu r_0^{n-1}}\, t + \eta,$$

et voyons si, en supposant ε, η et leurs dérivées ε', η' très petits au début, ε et η resteront très petits. Dans cette hypothèse, regardons ε, η et leurs dérivées comme de petites quantités du premier ordre et négligeons leurs carrés et leurs produits; nous avons, en portant les valeurs (4) dans les équations du mouvement (2), et désignant par ω la quantité constante $\sqrt{\mu r_0^{n-1}}$,

$$(5) \qquad \varepsilon'' - \omega^2\varepsilon - 2r_0\omega\eta' = -n\omega^2\varepsilon, \qquad r_0\eta'' + 2\omega\varepsilon' = 0;$$

le second membre de la première équation est le terme en ε dans le développement de $\mu(r_0 + \varepsilon)^n$. La deuxième de ces équations s'intègre et donne

$$(6) \qquad r_0\eta' + 2\omega\varepsilon = a\omega,$$

où a désigne une constante arbitraire très petite, puisque ε et η' sont très petits pour $t = 0$. Eliminant η' entre (5) et (6), il vient

$$\varepsilon'' + (n+3)\omega^2\varepsilon = 2a\omega^2,$$

équation linéaire à coefficients constants. Si $(n+3)$ était négatif ou nul, l'intégrale générale de cette équation contiendrait des exponentielles ou des termes algébriques croissant indéfiniment avec t, et le mouvement circulaire considéré ne serait pas stable. Supposons donc $(n+3)$ positif; on a alors

$$\varepsilon = b\cos(\omega t\sqrt{n+3} + \alpha) + \frac{2a}{n+3},$$

où b et α sont des constantes arbitraires dont la première est très petite. Donc ε reste très petit, et par suite $r = r_0 + \varepsilon$ reste voisin de r_0. Prenons maintenant l'équation (6) : en y remplaçant ε par la valeur que nous venons de trouver et intégrant, on a

$$(7) \qquad r_0\eta = -\frac{2b}{\sqrt{n+3}}\sin(\omega t\sqrt{n+3} + \alpha) + \frac{n-1}{n+3}a\omega t + c,$$

c étant une constante très petite. On voit que η contient un terme en t; donc η augmente indéfiniment avec t, et, par suite, le mouvement circulaire n'est pas stable. Il y a exception pour $n = 1$, car alors le terme en t disparaît. Si n est différent de 1, pour que η reste très petit, il faudrait choisir les conditions initiales de telle façon que *a soit nul;* cette condition signifie que, dans le mouvement troublé, la constante des aires doit être égale à ωr_0^2 *comme dans le mouvement circulaire.* En effet, si nous

écrivons l'intégrale des aires, pour le mouvement troublé,

$$(r_0 + \varepsilon)^2(\omega + \eta') = C,$$

cette intégrale, dans laquelle on néglige ε^2 et $\varepsilon\eta'$, donne

$$r_0\eta' + 2\varepsilon\omega = \frac{C - \omega r_0^2}{r_0},$$

équation identique à (6). Pour que a soit nul, il faut donc $C = \omega r_0^2$. En résumé, sauf le cas $n = 1$, le mouvement circulaire n'est pas stable; il le devient quand, $(n + 3)$ étant positif, on modifie très peu les conditions initiales de façon que la constante des aires *reste la même*.

Le cadre de cet Ouvrage ne nous permet pas d'insister davantage sur cette question des mouvements stables; nous renverrons, pour une étude approfondie, à la *Mécanique* de Routh (advanced Part, Chap. III).

V. — APPLICATION DES ÉQUATIONS DE LAGRANGE AU MOUVEMENT RELATIF.

459. Première méthode indépendante de la théorie du mouvement relatif. — Pour trouver le mouvement relatif d'un système par rapport à des axes $Oxyz$ animés d'un mouvement connu, il suffit d'appliquer les équations de Lagrange au mouvement absolu, en choisissant comme paramètres les variables $q_1, q_2, \ldots, q_k$ qui définissent la position du système par rapport aux axes mobiles : ces mêmes paramètres définissent évidemment la position du système par rapport à des axes fixes $O_0x_0y_0z_0$, car les axes $Oxyz$ ont un mouvement connu.

La demi-force vive absolue T_a du système sera une fonction de $q_1, q_2, \ldots, q_k, q'_1, q'_2, \ldots, q'_k$ et peut-être de t; d'autre part, si l'on imprime au système un déplacement virtuel compatible avec les liaisons qui ont lieu à l'instant t, déplacement obtenu en laissant t constant et donnant à $q_1, q_2, \ldots, q_k$ des accroissements infiniment petits arbitraires, $\delta q_1, \delta q_2, \ldots, \delta q_k$ la somme des travaux des forces appliquées, autres que les forces de liaison, a pour expression $Q_1\delta q_1 + Q_2\delta q_2 + \ldots + Q_k\delta q_k$. Les équations du mouvement sont alors

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T_a}{\partial q'_\nu}\right) - \frac{\partial T_a}{\partial q_\nu} = Q_\nu \qquad (\nu = 1, 2, \ldots, k).$$

Si les forces données dérivent d'une fonction de forces U, la quantité Q_ν est égale à $\frac{\partial U}{\partial q_\nu}$.

Pour calculer T_a, il n'est pas nécessaire de former les expressions des coordonnées absolues en fonction de $q_1, q_2, \ldots, q_k$ et t. La vitesse absolue v_a de m est la résultante de sa vitesse relative v_r par rapport aux axes $Oxyz$ et de sa vitesse d'entraînement v_e dans le mouvement de ces axes. La vitesse v_r a pour projections sur $Oxyz$, x', y', z', en appelant x, y, z les coordonnées de m et désignant par des accents les dérivées par rapport à t; quant à la vitesse d'entraînement v_e, c'est la vitesse que posséderait le point m s'il était lié aux axes mobiles; elle est donc la résultante d'une vitesse due à une translation V^0 égale et parallèle à la vitesse du point O et d'une vitesse due à une rotation ω autour d'un axe passant par O; en appelant V_x^0, V_y^0, V_z^0, les projections de V^0 sur les axes mobiles, p, q, r celles de ω, on a pour les projections de la vitesse d'entraînement v_e sur les trois axes $Oxyz$ (n° 49), $V_x^0 + qz - ry$, ... Les projections de la vitesse absolue v_a du point m sur les mêmes axes sont donc $x' + V_x^0 + qz - ry, \ldots$, et l'on a

$$T_a = \frac{1}{2}\sum m[(x' + V_x^0 + qz - ry)^2 + (y' + V_y^0 + rx - pz)^2 + (z' + V_z^0 + py - qx)^2].$$

Cette expression permettra de calculer T_a en fonction de $q_1, q_2, \ldots, q_k, q'_1, q'_2, \ldots, q'_k$ et de t, car les coordonnées x, y, z des différents points sont fonctions de $q_1, q_2, \ldots, q_k$ et peut-être de t, tandis que V_x^0, V_y^0, V_z^0, p, q, r sont des fonctions connues du temps.

460. Exemple. — On considère un axe vertical fixe Oy et un plan P passant par cet axe et tournant autour de lui avec une vitesse angulaire constante ω. Trouver le mouvement d'une barre homogène pesante mobile sans frottement dans ce plan.

Il s'agit de trouver le mouvement relatif de la barre par rapport aux axes Ox et Oy tracés dans le plan mobile P. La position de la barre par rapport à ces axes est définie par trois paramètres indépendants : les coordonnées ξ, η du centre de gravité G et l'angle θ de la barre GA avec la parallèle Gx_1 à Ox. La vitesse absolue v_a d'un point m de la barre est la résultante de sa vitesse relative v_r située dans le plan xOy et de sa vitesse d'entraînement v_e : cette dernière vitesse est celle que posséderait le point m s'il était invariablement lié au plan mobile; elle est donc égale à ωx et perpendiculaire au plan xOy, x étant l'abscisse du point m. La vitesse relative et la vitesse d'entraînement sont donc rectangulaires et l'on a

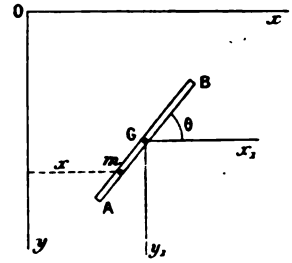
$$v_a^2 = v_r^2 + v_e^2;$$

la demi-force vive absolue T_a est donc

$$T_a = \frac{1}{2}\Sigma m v_a^2 = \frac{1}{2}(\Sigma m v_r^2 + \Sigma m v_e^2).$$

Calculons séparément ces deux termes. Le mouvement relatif de la

Fig. 265.



barre est le mouvement d'une barre dans un plan xOy : sa force vive dans ce mouvement est, d'après le théorème de Kœnig,

$$\Sigma m v_r^2 = M(\xi'^2 + \eta'^2 + k^2\theta'^2),$$

Mk^2 étant le moment d'inertie de la barre par rapport à son centre G. D'autre part $\Sigma m v_e^2$ est égal à $\omega^2 \Sigma m x^2$; la somme $\Sigma m x^2$ est le moment d'inertie par rapport à Oy, qui est égal au moment d'inertie $\Sigma m x_1^2$, par rapport à l'axe parallèle Gy_1, augmenté du produit de la masse totale par le carré de la distance des axes Oy et Gy_1, soit $M\xi^2$; si l'on appelle r la distance mG, la distance x_1 d'un point m à l'axe Gy_1 est $x_1 = \pm r\cos\theta$, et la somme $\Sigma m x_1^2$ est $\cos^2\theta\,\Sigma m r^2$ ou $Mk^2\cos^2\theta$; donc

$$\Sigma m v_r^2 = M\omega^2(k^2\cos^2\theta + \xi^2).$$

La demi-force vive absolue est donc enfin

$$T_a = \frac{1}{2}M(\xi'^2 + \eta'^2 + k^2\theta'^2 + \omega^2 k^2\cos^2\theta + \omega^2\xi^2).$$

La seule force donnée étant le poids Mg appliqué en G, il existe une fonction de forces $U = Mg\eta$. Les trois équations du mouvement sont alors, en supprimant le facteur M et appliquant successivement les équations de Lagrange aux paramètres ξ, η, θ :

$$\frac{d}{dt}(\xi') - \omega^2\xi = 0, \qquad \frac{d}{dt}(\eta') = g, \qquad \frac{d}{dt}(k^2\theta') + k^2\omega^2\sin\theta\cos\theta = 0,$$

équations qui donnent ξ, η, θ en fonction de t. D'abord on a

$$\xi = Ae^{\omega t} + Be^{-\omega t}, \qquad \eta = \frac{1}{2}gt^2 + Ct + D,$$

équations donnant le mouvement relatif du point G. Puis, la troisième équation donne θ en fonction de t : c'est l'équation rencontrée dans un problème déjà traité n° 366.

Il est bon de remarquer qu'ici T_a n'est pas homogène en ξ', η', θ' : cela tient à ce que les liaisons imposées au système dépendent du temps; la barre glisse sur un plan animé d'un mouvement connu.

Remarque. — Dans ce qui précède nous avons supposé la barre libre dans le plan qui tourne. Supposons que ses deux extrémités A et B soient assujetties à glisser sur les axes Ox et Oy comme dans le problème du n° 425. Alors ξ, η, θ ne sont plus indépendants; on a, en désignant par l la longueur de la barre,

$$\xi = l\cos\theta, \qquad \eta = l\sin\theta, \qquad k^2 = \tfrac{1}{3}l^2.$$

Alors il faut exprimer T_a et U en fonction du seul paramètre indépendant θ, ce qui donne, en remplaçant, dans les valeurs trouvées plus haut, ξ et η par leurs expressions actuelles,

$$T_a = \tfrac{2}{3}Ml^2(\theta'^2 + \omega^2\cos^2\theta), \qquad U = Mgl\sin\theta,$$

et l'équation du mouvement est

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{4}{3}l^2\theta'\right) + \frac{4}{3}\omega^2 l^2 \sin\theta\cos\theta = gl\cos\theta,$$

comme nous l'avons trouvé autrement (n° 425).

461. Deuxième méthode tirée de la théorie du mouvement relatif.— Supposons qu'on veuille trouver le mouvement relatif d'un système par rapport à des axes $Oxyz$ animés d'un mouvement connu. La position du système par rapport à ces axes dépend de certains paramètres $q_1, q_2, \ldots, q_k$ géométriquement indépendants; d'autre part, le système est sollicité par des forces données et, si l'on imprime au système un déplacement virtuel compatible avec les liaisons en faisant varier les paramètres $\delta q_1, \delta q_2, \ldots, \delta q_k$, la somme des travaux élémentaires de ces forces est de la forme

$$Q_1\,\delta q_1 + Q_2\,\delta q_2 + \ldots + Q_k\,\delta q_k.$$

On peut regarder les axes mobiles comme fixes à condition d'ajouter aux forces qui agissent réellement sur chaque point m la force centrifuge et la force centrifuge composée; soit

$$R_1\,\delta q_1 + R_2\,\delta q_2 + \ldots + R_k\,\delta q_k$$

la somme des travaux virtuels de ces forces fictives pour un déplacement $\delta q_1, \delta q_2, \ldots, \delta q_k$.

On appliquera alors les équations de Lagrange au mouvement du système par rapport aux axes $Oxyz$ regardés comme fixes. Pour cela, on formera la demi-force vive T_r du système dans son mouvement par rapport à ces axes; ce sera une fonction de $q_1, q_2, \ldots, q_k, q'_1, q'_2, \ldots, q'_k$ et peut-être de t; les équations du mouvement seront

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T_r}{\partial q'_\nu}\right) - \frac{\partial T_r}{\partial q_\nu} = Q_\nu + R_\nu \qquad (\nu = 1, 2, \ldots, k).$$

On appliquera sans peine cette méthode aux exemples traités précédemment dans la théorie du mouvement relatif.

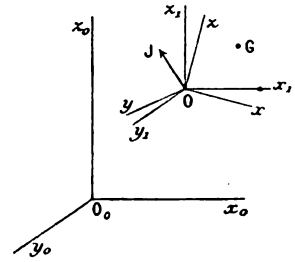
462. Méthode mixte de Gilbert. — En s'appuyant en partie sur la théorie du mouvement relatif, M. Gilbert a employé la méthode suivante [*Application de la méthode de Lagrange à divers problèmes du mouvement relatif* (*Annales de la Société scientifique de Bruxelles*, 1883)] :

Soit, comme précédemment, à chercher le mouvement d'un système par rapport à des axes $Oxyz$ animés d'un mouvement connu; la position du système par rapport à ces axes est supposée dépendre de k paramètres $q_1, q_2, \ldots, q_k$ géométriquement indépendants, et la somme des travaux virtuels des forces appliquées, pour un déplacement $\delta q_1, \delta q_2, \ldots, \delta q_k$ est encore supposée égale à

$$Q_1\,\delta q_1 + Q_2\,\delta q_2 + \ldots + Q_k\,\delta q_k.$$

Menons par l'origine mobile O des axes auxiliaires $Ox_1y_1z_1$ parallèles aux axes fixes $O_0x_0y_0z_0$.

Fig. 266.



On peut considérer ces axes $Ox_1y_1z_1$ comme fixes à condition d'ajouter aux forces réellement appliquées les seules forces cen-

trifuges, car les axes $Ox_1y_1z_1$ sont animés d'un mouvement de translation (n° 421). Si nous appelons J l'accélération de l'origine mobile O, la force centrifuge à appliquer à chaque point est $-m\mathrm{J}$. Appelons J_x, J_y, J_z les projections de J sur les axes $Oxyz$; les projections de $-m\mathrm{J}$ sur les mêmes axes seront

$$-m\mathrm{J}_x, \quad -m\mathrm{J}_y, \quad -m\mathrm{J}_z$$

et pour un déplacement virtuel imprimé au système, la somme des travaux de ces forces centrifuges est

$$-\sum m(\mathrm{J}_x\,\delta x + \mathrm{J}_y\,\delta y + \mathrm{J}_z\,\delta z),$$

la somme étant étendue à tous les points. Les quantités J_x, J_y, J_z sont des fonctions connues de t; en posant

$$\mathrm{K} = -\sum m(x\mathrm{J}_x + y\mathrm{J}_y + z\mathrm{J}_z) = -\mathrm{M}(\xi\mathrm{J}_x + \eta\mathrm{J}_y + \zeta\mathrm{J}_z);$$

on voit que la somme des travaux virtuels des forces centrifuges est $\delta\mathrm{K}$; nous avons écrit autrement la fonction K en introduisant la masse totale M du système et les coordonnées ξ, η, ζ du centre de gravité G par rapport aux axes $Oxyz$. On voit alors que

$$\mathrm{K} = -\mathrm{M}.\mathrm{J}.\mathrm{OG}\cos\widehat{\mathrm{JOG}}.$$

Grâce à l'introduction de ces forces centrifuges, on peut regarder les axes $Ox_1y_1z_1$ comme fixes et appliquer les équations de Lagrange au mouvement par rapport à ces axes, devenu un mouvement absolu. Appelons T la demi-force vive du système dans ce mouvement par rapport aux axes $Ox_1y_1z_1$, les équations du mouvement sont

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial \mathrm{T}}{\partial q'_\nu}\right) - \frac{\partial \mathrm{T}}{\partial q_\nu} = \mathrm{Q}_\nu + \frac{\partial \mathrm{K}}{\partial q_\nu}.$$

Le terme $\frac{\partial \mathrm{K}}{\partial q_\nu}$ provient des forces centrifuges; le travail virtuel de ces forces, étant égal à $\delta\mathrm{K}$, devient en effet, en fonction des variables $q_1, q_2, \ldots, q_k$,

$$\frac{\partial \mathrm{K}}{\partial q_1}\delta q_1 + \frac{\partial \mathrm{K}}{\partial q_2}\delta q_2 + \ldots + \frac{\partial \mathrm{K}}{\partial q_k}\delta q_k.$$

Si les forces données dérivent d'une fonction de forces U

$$Q_\nu = \frac{\partial U}{\partial q_\nu};$$

le second membre est

$$\frac{\partial(U+K)}{\partial q_\nu}.$$

Calcul de T. — La vitesse v_1 d'un point m par rapport aux axes $Ox_1y_1z_1$ regardés comme fixes est la résultante de sa vitesse relative v_r par rapport aux axes $Oxyz$ et de sa vitesse d'entraînement v'_e par ces axes.

La vitesse v_r a pour projections sur $Oxyz$ les dérivées x', y', z'; la vitesse v'_e a pour projections sur ces mêmes axes $qz - ry$, $rx - pz$, $py - qx$, car dans le mouvement du trièdre $Oxyz$ par rapport à $Ox_1y_1z_1$ l'origine O est fixe. p, q, r désignent comme plus haut les composantes suivant $Oxyz$ de la rotation instantanée ω du trièdre mobile $Oxyz$.

On a donc

$$T = \frac{1}{2}\sum m[(x'+qz-ry)^2+(y'+rx-pz)^2+(z'+py-qx)^2],$$

ce que l'on peut écrire

$$T = T_r + \mathcal{G} + \mathcal{V}$$

en posant

$$T_r = \frac{1}{2}\sum m(x'^2+y'^2+z'^2),$$

$$\mathcal{G} = \frac{1}{2}\sum m[(qz-ry)^2+(rx-pz)^2+(py-qx)^2],$$

$$\mathcal{V} = \sum m[x'(qz-ry)+y'(rx-pz)+z'(py-qx)].$$

La quantité T_r est la demi-force vive du système dans son mouvement relatif par rapport aux axes $Oxyz$; elle s'exprimera directement au moyen des variables q_ν et de leurs dérivées q'_ν.

La quantité $\mathcal{G}$ représente la demi-force vive du système due à la rotation d'entraînement autour de l'axe instantané $O\omega$ du trièdre $Oxyz$; elle a donc pour expression

$$\frac{1}{2}H\omega^2,$$

H étant le moment d'inertie, à l'instant t, du système matériel par rapport à l'axe $O\omega$.

Enfin, la valeur de $\mathcal{V}$ peut s'écrire

$$\mathcal{V} = p\sum m(yz'-zy') + q\sum m(zx'-xz') + r\sum m(xy'-yx');$$

le vecteur $O\sigma$ ayant pour projections sur les axes mobiles

$$\sum m(yz'-zy'), \qquad \sum m(zx'-xz') \qquad \text{et} \qquad \sum m(xy'-yx'),$$

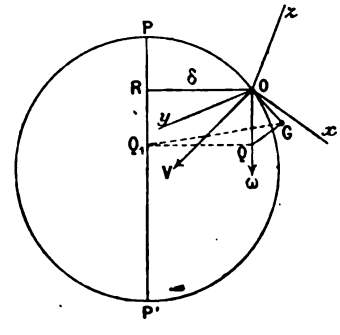
est le moment résultant des quantités de mouvement relatives des divers points par rapport au point O; on a alors immédiatement

$$\mathcal{V} = \omega\sigma\cos\widehat{\omega\sigma}.$$

L'avantage que présentent ces formes géométriques, données aux quantités K, T_r, $\mathcal{G}$, $\mathcal{V}$, consiste en ce que, dans chaque problème particulier, elles fournissent directement les expressions de ces quantités en fonction des q_ν et des q'_ν, sans que l'on doive passer par les transformations de coordonnées.

463. Application au mouvement relatif d'un système pesant par rapport à la Terre, en tenant compte du mouvement de la Terre. — Imaginons un système pesant S assujetti à des liaisons données en un point O

Fig. 267.



de la surface terrestre; nous nous proposons d'étudier son mouvement relatif par rapport à des axes $Oxyz$ liés à la Terre et entraînés par elle dans son mouvement de rotation autour de la ligne des pôles PP'. Si,

d'après la méthode de M. Gilbert, on mène par O des axes $Ox_1y_1z_1$ de directions fixes dans l'espace, le mouvement du trièdre $Oxyz$ par rapport à ces axes est une rotation ω, égale à celle de la Terre, s'effectuant autour d'un axe $O\omega$ parallèle à la direction nord-sud PP'.

Les quantités T_r, $\mathcal{G}$ et $\mathcal{V}$ se calculeront comme nous l'avons expliqué; en particulier, $\mathcal{G}$ est égal à $\frac{1}{2}H\omega^2$, H étant le moment d'inertie, à l'instant t, du système matériel S par rapport à l'axe $O\omega$. Calculons d'autre part U, fonction des forces réellement appliquées (attraction de la Terre), et K. On sait que le poids mg d'un point quelconque du système S est la résultante de l'attraction et de la force centrifuge $\Phi = m\omega^2\rho$ (n° 429). En adoptant la manière de voir de M. Gilbert, *nous regarderons l'accélération g comme constante en grandeur et en direction par rapport à la Terre dans toute l'étendue du système* S, dont les dimensions sont supposées très petites. La direction constante de g est la verticale descendante ou nadirale OV au point O. Les forces réellement appliquées sont les attractions A de la Terre sur les différents points m du système S. Or, comme mg est la somme géométrique de A et de $\Phi = m\omega^2\rho$, A est la différence géométrique de mg et de Φ; pour un déplacement quelconque imprimé au point m, le travail de A est la différence entre le travail de mg et celui de Φ; donc, enfin, la fonction de forces U d'où dérivent les forces réellement appliquées A est la différence de la fonction de forces dont dérivent les poids et de celles dont dérivent les forces Φ. La hauteur du centre de gravité G au-dessous du plan horizontal du point O étant $\overline{OG}\cos\widehat{GOV}$, les poids dérivent de la fonction de forces $Mg\,\overline{OG}\cos\widehat{GOV}$, où M est la masse totale du système.

Les forces Φ sont normales à l'axe terrestre PP' et ρ désigne la distance du point m à cet axe; le travail élémentaire d'une force Φ est

$$m\omega^2\rho\,d\rho = d\,\frac{m\omega^2\rho^2}{2};$$

l'ensemble des forces Φ dérive donc de la fonction de forces

$$\tfrac{1}{2}\Sigma m\omega^2\rho^2 = \tfrac{1}{2}H_1\omega^2,$$

H_1 désignant le moment d'inertie du système $\Sigma m\rho^2$ par rapport à l'axe PP' de la Terre. Donc la fonction U, différence des précédentes, est

$$U = Mg\,\overline{OG}\cos\widehat{GOV} - \tfrac{1}{2}H_1\omega^2.$$

Mais nous pouvons calculer H_1, moment d'inertie par rapport à PP', en fonction de H, moment d'inertie par rapport à la parallèle $O\omega$ à PP'; en effet, d'après un théorème connu, si l'on appelle d_1 et d les distances GQ_1 et GQ du centre de gravité aux axes parallèles PP' et $O\omega$, on a (n° 317)

$$H_1 - H = M(d_1^2 - d^2).$$

D'autre part, dans le triangle GQQ_1, on a, en appelant δ la distance QQ_1 évidemment égale à la distance OR du point O à l'axe de la Terre,

$$d_1^2 - d^2 = \delta^2 - 2d\delta \cos \widehat{GQQ_1};$$

la quantité $d \cos \widehat{GQQ_1}$ est la projection de QG sur QQ_1, c'est donc aussi la projection de OG sur QQ_1 et sur sa parallèle OR, c'est-à-dire $OG \cos \widehat{GOR}$. Donc

$$H_1 = H + M\left(\delta^2 - 2\delta\,\overline{OG} \cos \widehat{GOR}\right).$$

D'après cela,

$$U = Mg\,\overline{OG} \cos \widehat{GOV} - \tfrac{1}{2} H\omega^2 + M\omega^2\delta\,\overline{OG} \cos \widehat{GOR} - \tfrac{1}{2}\omega^2 M\delta^2.$$

Pour évaluer K, observons que l'origine O du système de comparaison $Oxyz$ décrit, par suite de la rotation de la planète, un cercle de rayon δ autour de PP' avec une vitesse angulaire ω. L'accélération J a donc pour valeur $\omega^2\delta$ et elle est dirigée de O vers R; donc, d'après la valeur générale de K, $-MJ.\overline{OG} \cos \widehat{J.OG}$, on a

$$K = -M\omega^2\delta\,\overline{OG} \cos \widehat{GOR}.$$

On trouve enfin

$$U + K = Mg\,\overline{OG} \cos \widehat{GOV} - \tfrac{1}{2} H\omega^2 - \tfrac{1}{2}\omega^2 M\delta^2,$$

où le dernier terme est une *constante* qui disparaîtra dans les différentiations. On a, d'ailleurs,

$$T = T_r + \mathcal{G} + \mathcal{V} = T_r + \mathcal{V} + \tfrac{1}{2} H\omega^2,$$

d'après la valeur de $\mathcal{G}$. Si l'on appelle $q_1, q_2, \ldots, q_k$ les paramètres définissant la position du système pesant par rapport aux axes $Oxyz$, les équations du mouvement relatif sont alors

$$(a) \qquad \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial q'_\nu}\right) - \frac{\partial T}{\partial q_\nu} = \frac{\partial (U + K)}{\partial q_\nu} \qquad (\nu = 1, 2, \ldots, k).$$

Si l'on remplace T et U + K par leurs valeurs, il se produit encore d'importantes réductions. D'abord, $\mathcal{G} = \frac{1}{2} H\omega^2$ ne dépend que de la position actuelle des points du système et non de leurs vitesses; cette quantité ne contient donc pas $q'_1, q'_2, \ldots, q'_k$ et $\frac{\partial \mathcal{G}}{\partial q'_\nu}$ est nul. Ensuite, le terme $-\frac{\partial \mathcal{G}}{\partial q_\nu}$ du premier membre de (a) est égal au terme $-\frac{1}{2} \cdot \frac{\partial H\omega^2}{\partial q_\nu}$ du second.

Il reste donc l'équation

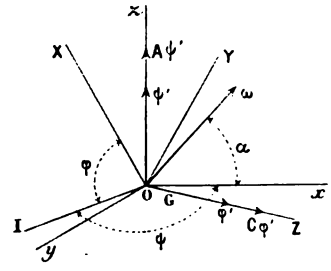
$$(b)\qquad \frac{d}{dt}\frac{\partial(T_r+\mathcal{V})}{\partial q'_\nu}-\frac{\partial(T_r+\mathcal{V})}{\partial q_\nu}=Mg\frac{\partial\left(\overline{OG}\cos\widehat{GOV}\right)}{\partial q_\nu},$$
$$\nu=1,2,\ldots,k.$$

Ce sont là les équations définitives du mouvement relatif d'un système pesant à la surface de la Terre; pour les écrire, on voit qu'il suffit de calculer T_r, $\mathcal{V}$ et $\overline{OG}\cos\widehat{GOV}$.

464. Exemple. — *Un corps solide homogène pesant de révolution est suspendu par un point* O *de son axe de révolution* OZ; *cet axe est de plus assujetti à rester dans un plan fixe par rapport à la Terre. Mouvement du solide par rapport aux objets terrestres, en tenant compte du mouvement de rotation de la Terre.*

Soient OXYZ les axes principaux d'inertie du solide entraînés avec lui, $Oxyz$ des axes liés à la Terre par rapport auxquels on cherche le mouvement. Nous choisirons comme plan des xy le plan dans lequel se meut OZ et, pour axe Ox, la projection, sur ce plan, d'une parallèle $O\omega$ au segment représentatif de la rotation terrestre : $O\omega$ est parallèle à la direction

Fig. 268.



nord-sud de l'axe du monde. Nous prenons Oz dirigé du même c[illegible] que $O\omega$ par rapport au plan xOy. Le centre de gravité G est supp[illegible] sur la partie positive OZ de l'axe de révolution à une distance $OG = l$ [illegible] point fixe.

La position du solide par rapport aux axes $Oxyz$ dépend de deux pa[illegible]mètres, par exemple, des angles d'Euler φ et ψ que font les axes XYZ a[illegible] xyz; l'angle appelé θ est ici égal à $\frac{\pi}{2}$, car $\widehat{zOZ}=\frac{\pi}{2}$.

Calculons T_r et $\mathcal{V}$. La quantité T_r est la demi-force vive du solide [illegible] rapport aux axes $Oxyz$; le mouvement du solide par rapport à ces a[illegible] est le mouvement d'un solide autour d'un point fixe; si donc nous ap[illegible]lons P, Q, R les composantes suivant les axes principaux OXYZ de la

rotation instantanée Ω du corps par rapport aux axes $Oxyz$, nous avons, d'après les formules générales (n° 387),

$$\sin\theta = 1, \qquad P = \psi'\sin\varphi, \qquad Q = \psi'\cos\varphi, \qquad R = \varphi',$$
$$2T_r = A(P^2 + Q^2) + CR^2 = A\psi'^2 + C\varphi'^2.$$

Calculons de même $\mathcal{V}$. En appelant σ le moment résultant par rapport à O des quantités de mouvement relatif par rapport aux axes $Oxyz$, on a

$$\mathcal{V} = \omega\sigma\cos\widehat{\omega,\sigma}.$$

Figurons la droite OI intersection du plan XOY et du plan xOy ; on a

$$\widehat{xOI} = \psi, \ \widehat{IOX} = \varphi.$$

Le segment σ a pour composantes, suivant les axes OXYZ, AP, AQ, CR ; il a donc pour projections, sur OI, $A(P\cos\varphi - Q\sin\varphi)$, c'est-à-dire *zéro*, d'après les valeurs de P, Q, R, et, sur Oz, $A(P\sin\varphi + Q\cos\varphi)$, c'est-à-dire $A\psi'$. Le segment σ est donc le segment résultant d'un segment $A\psi'$ suivant Oz et d'un segment CR ou $C\varphi'$ suivant OZ ; sa projection sur $O\omega$ est donc, en appelant α l'angle constant ωOx,

$$\sigma\cos\widehat{\omega,\sigma} = A\psi'\sin\alpha + C\varphi'\cos\alpha\sin\psi,$$

et $\mathcal{V}$ est égal au produit de cette quantité par ω.

La quantité $T_r + \mathcal{V}$, que nous appellerons Θ pour abréger, a donc pour expression

$$\Theta = T_r + \mathcal{V} = \tfrac{1}{2}(A\psi'^2 + C\varphi'^2) + \omega(A\psi'\sin\alpha + C\varphi'\cos\alpha\sin\psi).$$

D'autre part, appelons a, b, c les cosinus des angles constants que fait la nadirale OV avec les axes $Oxyz$, et remarquons que la coordonnée ζ du centre de gravité G est nulle, car ce point étant sur l'axe de révolution OZ est dans le plan xOy ; nous aurons, pour la projection de OG sur la nadirale,

$$\overline{OG}\cos\widehat{GOV} = a\xi + b\eta = l(a\sin\psi - b\cos\psi),$$

car, dans le plan xOy, l'axe OGZ fait avec Ox l'angle $\psi - \frac{\pi}{2}$, et $\overline{OG}$ est appelé l ; les coordonnées ξ et η sont donc $l\sin\psi$ et $-l\cos\psi$. Les deux équations du mouvement sont alors, d'après (b), si l'on remarque que ni Θ ni $\overline{OG}\cos\widehat{GOV}$ ne contiennent φ,

$$(1) \qquad \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial\Theta}{\partial\varphi'}\right) = 0, \qquad \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial\Theta}{\partial\psi'}\right) - \frac{\partial\Theta}{\partial\psi} = Mgl(a\cos\psi + b\sin\psi).$$

On peut obtenir deux intégrales premières de ces équations. On a d'abord immédiatement $\frac{\partial\Theta}{\partial\varphi'} = \text{const.}$, c'est-à-dire

$$(2) \qquad \varphi' + \omega\cos\alpha\sin\psi = k.$$

Puis on peut faire sur les équations (1) la combinaison qui donne l'intégrale des forces vives généralisée par M. Painlevé (n° 459), en multipliant la première par φ', la deuxième par ψ' et ajoutant ; on obtient ainsi une relation qu'on peut écrire

$$(3) \qquad \left\{\begin{aligned} &\frac{d}{dt}\left(\varphi'\frac{\partial\Theta}{\partial\varphi'} + \psi'\frac{\partial\Theta}{\partial\psi'}\right) - \left(\varphi''\frac{\partial\Theta}{\partial\varphi'} + \psi''\frac{\partial\Theta}{\partial\psi'} + \varphi'\frac{\partial\Theta}{\partial\varphi} + \psi'\frac{\partial\Theta}{\partial\psi}\right) \\ &\quad = Mgl(a\cos\psi + b\sin\psi)\psi'. \end{aligned}\right.$$

Comme Θ ne contient pas t, le dernier groupe de termes du premier membre est $\frac{d\Theta}{dt}$; d'autre part, en séparant dans Θ les termes Θ_2 du second degré en φ' et ψ' et les termes du premier degré Θ_1, on a

$$\Theta = \Theta_2 + \Theta_1, \qquad \varphi'\frac{\partial\Theta}{\partial\varphi'} + \psi'\frac{\partial\Theta}{\partial\psi'} = 2\Theta_2 + \Theta_1,$$

et l'équation (3) s'écrit

$$\frac{d}{dt}(2\Theta_2 + \Theta_1) - \frac{d}{dt}(\Theta_2 + \Theta_1) = Mgl(a\cos\psi + b\sin\psi)\psi',$$

d'où en intégrant

$$\Theta_2 = Mgl(a\sin\psi - b\cos\psi) + \text{const.},$$

c'est-à-dire

$$(4) \qquad A\psi'^2 + C\varphi'^2 = 2Mgl(a\sin\psi - b\cos\psi) + h.$$

Cette intégrale première peut évidemment être obtenue indépendamment de la méthode de Gilbert ; c'est l'intégrale des forces vives appliquée au mouvement relatif par rapport aux axes $Oxyz$.

Nous appliquerons ces formules à deux cas particuliers simples.

465. Boussole gyroscopique de Foucault. — Supposons le corps suspendu par *son centre de gravité*. Alors $\overline{OG} = l = 0$, et les deux intégrales premières deviennent

$$\varphi' + \omega\cos\alpha\sin\psi = k, \qquad A\psi'^2 + C\varphi'^2 = h.$$

Ces équations s'intègrent par des quadratures elliptiques. Mais, comme la vitesse angulaire ω de la Terre est très petite, on peut négliger ω^2; on

alors, en tirant φ' de la première pour le porter dans la deuxième, et négligeant ω^2,

$$A\psi'^2 - 2Ck\omega\cos\alpha\sin\psi = f, \tag{5}$$

f désignant une nouvelle constante. Nous pouvons toujours supposer qu'on ait choisi comme sens positif OZ sur l'axe du corps, un sens tel que la valeur initiale R_0 ou φ'_0 de la rotation du corps suivant OZ soit positive; supposons de plus cette valeur suffisamment grande, alors k est positif. L'équation (5) se ramène alors immédiatement à l'équation du mouvement d'un pendule simple. En effet, l'angle xOZ étant appelé u, on a $\psi = u + \frac{\pi}{2}$ et l'équation (5) devient

$$u'^2 = \frac{2Ck\omega}{A}\cos\alpha\cos u + \frac{f}{A},$$

identique à l'équation du mouvement d'un pendule simple dans lequel u est l'angle d'écart avec la verticale.

L'axe du gyroscope OZ est donc animé d'un mouvement pendulaire autour de Ox. Dans la réalité, par suite de la résistance de l'air et du frottement, l'axe OZ s'arrête au bout d'un certain temps en Ox, c'est-à-dire suivant la projection de l'axe du monde $O\omega$ sur le plan fixe xOy.

De là le nom de *boussole gyroscopique* donné à cet appareil. Si le plan xOy, dans lequel l'axe du gyroscope est assujetti à se mouvoir est le plan horizontal du lieu de l'observation, la position d'équilibre relatif de l'axe OZ est la direction de la méridienne : l'appareil peut servir de boussole de déclinaison. Si le plan xOy coïncide avec le plan méridien, l'axe se place suivant $O\omega$ qui coïncide alors avec Ox; l'appareil sert de boussole d'inclinaison.

On peut résumer la discussion en disant que l'axe de la boussole gyroscopique tend à faire le plus petit angle possible avec l'axe de la Terre.

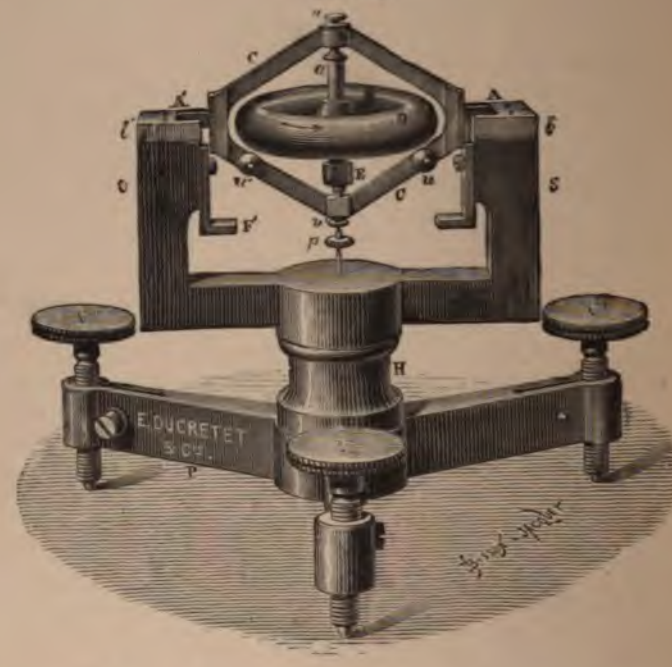
466. Barogyroscope de Gilbert. — Dans la boussole gyroscopique de Foucault que nous venons d'étudier, le centre de gravité du corps de révolution est supposé placé au point de suspension O et l'axe OZ du corps assujetti à décrire un plan lié à la Terre et passant par O. La condition que le centre de gravité se trouve en O étant très difficile à réaliser expérimentalement, M. Gilbert a cherché l'influence de la rotation de la Terre sur le mouvement d'un corps pesant de révolution suspendu par un point fixe O de son axe OZ, quand cet axe OZ est assujetti à se mouvoir dans un plan vertical lié à la Terre, le centre de gravité G n'étant plus en O. M. Gilbert réalise expérimentalement les conditions que nous venons d'indiquer dans l'appareil suivant appelé *barogyroscope*.

Imaginons un tore en bronze D, dont l'axe d'acier a pivote librement dans des tourillons coniques creusés dans des vis en acier v et v', qui traversent une chape CC en acier reposant par les couteaux A et A' sur des surfaces

en acier trempé, de forme cylindrique, dont les couteaux occupent le fond. Ce système présente une symétrie exacte par rapport au plan passant par l'axe du tore et les arêtes du couteau, et sa mobilité autour de celles-ci est telle qu'un souffle léger suffit à provoquer des oscillations.

Une fois qu'on a, par des vis calantes VV'V", assuré l'horizontalité de l'axe de suspension AA', le tore constitue un corps solide de révolution, mobile autour d'un point fixe O placé à l'intersection de son axe de révolution vv' et de l'axe de suspension AA'; de plus, l'axe de révolution vv' du tore ne peut que se mouvoir dans un plan vertical fixe par rapport à la Terre.

Fig. 269.

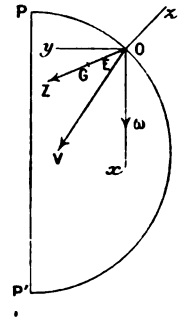


En agissant sur les vis v et v', sur d'autres vis u et u' et sur un curseur p, glissant à frottement dur sur une aiguille formant le prolongement inférieur de l'axe du tore vv', on arrive à placer le centre de gravité G du système mobile sur l'axe du tore vv', un peu au-dessous du point O. *Le tore étant en repos*, on a ainsi un pendule composé, suspendu par l'axe AA', qui est en équilibre stable quand l'aiguille $v'p$, c'est-à-dire l'axe du tore, est verticale. On porte ensuite la chape sur un rouage moteur et l'on imprime au tore une rotation très rapide autour de son axe, après quoi on le replace sur son support en le guidant par des fourchettes F, afin que les

ı des couteaux A, A′ occupent exactement la position horizontale qui . été assignée. C'est à cet instant que se développent les phénomènes ts, mais bien nets, qui accusent la rotation de la Terre. Le système nd une nouvelle position apparente d'équilibre stable, dans laquelle du tore n'est plus vertical, mais fait avec la verticale un petit angle E ınt plus grand, à vitesse égale, que le plan vertical dans lequel l'axe re peut se mouvoir est plus voisin du plan méridien. Si l'on se place les conditions les plus favorables, en mettant le plan dans lequel se l'axe du tore dans le plan méridien, l'angle d'écart E de l'axe du ıvec la verticale se perçoit très nettement. Il est d'autant plus grand ı rotation propre du tore est plus grande et que la distance OG du ɜ de gravité à l'axe AA′ est plus petite : cet écart E se fait d'ailleurs e nord ou le sud, suivant le sens de la rotation du tore. C'est ce explique facilement en appliquant les formules générales que nous établies plus haut au cas actuel.

plan dans lequel se meut l'axe du corps OZ (*fig.* 270) est ici le plan

Fig. 270.



éridien du point O, POP′; nous devons, pour appliquer les formules ales, prendre ce plan pour plan des xy, en prenant pour axe des x la ɜtion de la rotation Oω, égale et parallèle à la rotation de la Terre plan xOy. Actuellement, Oω coïncide donc avec Ox.

urons la verticale descendante OV; elle est dans le plan yOx et fait Ox un angle égal au complément de la latitude λ du point O :

$$x\mathrm{OV} = \frac{\pi}{2} - \lambda;$$

sinus a, b, c des angles que fait la verticale OV avec les axes Oxyz lonc

$$a = \sin\lambda, \qquad b = \cos\lambda, \qquad c = 0,$$

terme $a \sin\psi - b \cos\psi$, qui figure dans l'intégrale (4), a pour valeur

$$-\cos(\lambda + \psi).$$

Les deux intégrales premières obtenues plus haut (2) et (4) sont donc maintenant, puisque α est nul,

$$(6)\qquad \begin{cases} \varphi' + \omega \sin\psi = k = n + \omega \sin\psi_0, \\ A\psi'^2 + C\varphi'^2 = -2Mgl\cos(\lambda+\psi) + h, \end{cases}$$

n désignant la valeur initiale de φ', c'est-à-dire de la rotation du tore.

Éliminons φ', en négligeant ω^2; nous aurons pour déterminer ψ l'équation

$$(7)\qquad A\psi'^2 - 2nC\omega\sin\psi = -2Mgl\cos(\lambda+\psi) + f,$$

f désignant une nouvelle constante.

Introduisons, à la place de ψ, l'angle E que fait l'axe OZ du gyroscope avec la verticale, cet angle étant compté positivement de Ox vers Oy: on a

$$\widehat{xOZ} = \psi - \frac{\pi}{2}, \qquad \widehat{xOV} = \frac{\pi}{2} - \lambda,$$

$$E = \widehat{xOZ} - \widehat{xOV} = \psi + \lambda - \pi.$$

L'équation devient

$$A\left(\frac{dE}{dt}\right)^2 = -2nC\omega\sin(E-\lambda) + 2Mgl\cos E + f;$$

on pourrait facilement la ramener, par un nouveau changement de l'origine des angles, à être identique à l'équation du mouvement d'un pendule simple. Bornons-nous à chercher la position d'équilibre de l'axe. Nous l'obtiendrons en cherchant les valeurs de E qui annulent $\frac{d^2E}{dt^2}$, c'est-à-dire la dérivée du second membre; on a ainsi

$$nC\omega\cos(E-\lambda) + Mgl\sin E = 0,$$

$$(8)\qquad \operatorname{tang} E = -\frac{n\omega C\cos\lambda}{Mgl + n\omega C\sin\lambda}.$$

On a ainsi l'angle E que fait avec la verticale l'axe du tore, après quelques oscillations de part et d'autre de la direction définie par cet angle.

Comme ω est très petit, le signe du dénominateur est celui de Mgl, c'est-à-dire $+$; tang E est donc du signe de $-n$; si n est positif, c'est-à-dire si le tore tourne dans le sens positif autour de l'axe OG, la déviation se fait vers le sud, car E est négatif; si n est négatif, elle se fait vers le nord. On voit que, à vitesse de rotation en valeur absolue égale, la déviation est plus grande quand n est négatif.

EXERCICES.

1. Appliquer la méthode de Lagrange aux problèmes traités et proposés comme application des théorèmes généraux, et de la théorie du mouvement relatif dans les Chapitres XVIII, XIX, XX, XXI, et XXII.

2. Une barre homogène pesante AB se meut dans un plan horizontal : à ses extrémités A et B est attaché un fil inextensible et sans masse passant dans un anneau fixe O infiniment petit. Mouvement du système.

Soit $2c$ la longueur de la barre et $2a$ la longueur AO + OB du fil. Abaissons de O la perpendiculaire OP sur la barre et soit GP la distance de P au milieu G de la barre. Le point O est sur une ellipse de foyers A et B et de longueur d'axe focal $2a$. On a donc, en faisant $a^2 - c^2 = b^2$: $\frac{\overline{GP}^2}{a^2} + \frac{\overline{OP}^2}{b^2} = 1$ et l'on peut poser

$$GP = a\cos\varphi, \qquad OP = b\sin\varphi.$$

Appelons, en outre, α l'angle xOP que fait la perpendiculaire OP avec un axe fixe Ox, on a pour les coordonnées polaires r et θ du point G

$$(1) \qquad r^2 = a^2\cos^2\varphi + b^2\sin^2\varphi, \qquad \theta = \alpha - \operatorname{arc\,tang}\left(\frac{a}{b}\cot\varphi\right).$$

On a alors

$$T = \frac{M}{2}(r'^2 + r^2\theta'^2) + \frac{M}{2}k^2\alpha'^2,$$

Mk^2 étant le moment d'inertie de la barre par rapport à G.

Remplaçant r, r' et θ' par leurs valeurs tirées de (1), on a T exprimé en φ, φ' et α'. Les forces appliquées ont un travail nul. On aura les deux intégrales premières

$$\frac{\partial T}{\partial \alpha'} = \text{const.}, \qquad T = h.$$

L'élimination de α' fournit t par une quadrature en fonction de φ.

3. Mouvement d'une barre homogène pesante dont une extrémité A glisse sur un plan horizontal xOy et l'autre B sur un axe vertical Oz. (*Licence.*)

Appelant φ l'angle de la barre avec la verticale ascendante Oz, θ l'angle du plan AOB avec xOz, et $2l$ la longueur de la barre, on a

$$T = \frac{2l^2}{3}(\theta'^2\sin^2\varphi + \varphi'^2),$$

$$U = -gl\cos\varphi.$$

On a les deux intégrales premières

$$\frac{\partial T}{\partial \theta'} = \text{const.}, \qquad T - U = h.$$

La quantité $\cos\varphi$ est une fonction elliptique du temps.

4. Une tige homogène pesante est attachée par une extrémité A à un point fixe O au moyen d'un fil de longueur OA = AB, tandis que l'autre extrémité B glisse sans frottement sur l'horizontale Ox. Oscillations infiniment petites.

Soient $2l$ la longueur de la barre, θ l'angle du plan OAB avec le plan vertical mené par Ox, β l'angle OBA. On a (en prenant la masse de la barre pour unité)

$$2T = \tfrac{4}{3} l^2 \theta'^2 \sin^2\beta + \tfrac{4}{3} l^2 (1 + 6\sin^2\beta)\beta'^2,$$
$$U = gl \sin\beta \cos\theta.$$

Il existe une position d'équilibre stable correspondant à $\theta = 0$, $\beta = \frac{\pi}{2}$.

5. Mouvement d'un pendule simple de longueur variable; cas particulier où l varie proportionnellement à t. (LECORNU, *Acta mathematica*, 1895.)

6. Un tube rectiligne OA, infiniment mince, fait un angle constant θ avec la verticale ascendante Oz. Suivant quelle loi faut-il faire tourner le tube autour de Oz pour qu'un point matériel pesant m, glissant sans frottement dans le tube, puisse prendre, dans des conditions initiales convenables, un mouvement défini par l'équation

$$\overline{Om} = k(t + \alpha)^2 \qquad (k \text{ et } \alpha \text{ constantes}).$$

Soit ψ l'angle du plan zOA avec un plan fixe. Supposons ψ donné en fonction du temps $\psi = f(t)$ et appelons ρ la distance Om. On a

$$T = \frac{m}{2}[\rho'^2 + \rho^2 \sin^2\theta\, f'^2(t)],$$
$$U = -m\rho g \cos\theta,$$

d'où pour l'équation du mouvement

$$\rho'' - \rho \sin^2\theta\, f'^2(t) + g\cos\theta = 0.$$

La question est celle-ci : que doit être $f(t)$ pour que cette équation admette l'intégrale particulière $\rho = k(t + \alpha)^2$. Exprimant que cette fonction vérifie l'équation, on a

$$f(t) = \frac{1}{\sin\theta}\sqrt{\frac{2k + g\cos\theta}{k}} \log\frac{t + \alpha}{\alpha}.$$

Si, en particulier, $k = -\frac{1}{2} g\cos\theta$, on trouve $f(t) = 0$, le tube doit rester immobile.

6 *bis*. Un tube circulaire homogène de section infiniment petite peut tourner autour d'un de ses diamètres qui est vertical et fixe. Dans l'intérieur peut se mouvoir, sans frottement, un point matériel pesant m. Trouver le mouvement du système.

La position du système dépend de deux variables. Prenons la position initiale du tube pour plan xOz et appelons φ l'angle qu'au temps t le plan du cercle fait avec sa position initiale. Prenons pour axe Oz le diamètre fixe descendant et soit θ l'angle du rayon Om avec Oz.

R désignant le rayon du tube, M sa masse, on a

$$2T = MR^2\varphi'^2 + mR^2(\theta'^2 + \varphi'^2 \sin^2\theta),$$
$$U = mgR\cos\theta.$$

7. Deux points matériels m et m' s'attirent proportionnellement à la distance et sont assujettis à se mouvoir sur deux circonférences de rayons a et a' situées dans un même plan horizontal.

Oscillations infiniment petites autour d'une position d'équilibre stable.

Étudier le mouvement fini dans le cas où les deux circonférences sont concentriques.

8. *Mouvement d'un point pesant* M *sur un cercle qui tourne, avec une vitesse angulaire constante* ω, *autour d'un axe vertical* ST *situé dans son plan.* — Prenons pour système de comparaison celui qui est formé par la verticale du centre zz' et l'horizontale xOx' rencontrant ST, *le sens positif de l'axe* zz' *étant celui du nadir.*

Soient : m la masse du point M, r le rayon du cercle, a la distance OA du centre O à l'axe ST.

La position du *pendule* OM est déterminée à chaque instant par l'angle θ qu'il fait avec Oz, cet angle étant supposé compté positivement dans le sens direct, c'est-à-dire de Oz vers Ox. Employons la méthode de M. Gilbert, quoique la méthode directe soit beaucoup plus simple.

Calcul de T_r. — C'est la force vive du système S, réduit ici au point M, dans son mouvement relatif par rapport à xOz, c'est-à-dire dans son mouvement de rotation autour de O,

$$T_r = \frac{1}{2} mr^2\theta'^2.$$

Calcul de $\mathcal{G}$. — L'axe instantané de rotation du système xOz pour le point O est la droite zz'. Le moment d'inertie du point M par rapport à cet axe est

$$H = mr^2 \sin^2\theta.$$

Donc, on a

$$\mathcal{G} = \frac{\omega^2}{2} mr^2 \sin^2\theta.$$

Calcul de $\mathcal{V}$. — L'axe représentatif de la rotation instantanée étant dirigé suivant Oz et celui du moment de la quantité de mouvement du point M dans son mouvement relatif par rapport à xOz étant perpendiculaire à ce plan xOz, ces deux axes sont rectangulaires. Donc, ici, $\cos\widehat{\omega\sigma} = 0$ et $\mathcal{V} = 0$.

Calcul de U. — Les composantes de la seule force appliquée étant

$$X = 0, \qquad Y = 0, \qquad Z = mg,$$

on a

$$U = mgr\cos\theta.$$

Calcul de K. — L'accélération J du centre O tournant avec la vitesse angulaire ω autour du point A est dirigée suivant OA et égale à $\omega^2 a$. Donc

$$K = mr\omega^2 a \sin\theta.$$

On a donc

$$T = \frac{1}{2} mr^2\theta'^2 + \frac{\omega^2}{2} mr^2 \sin^2\theta$$

et

$$U + K = mgr\cos\theta + mr\omega^2 a \sin\theta.$$

L'équation du mouvement est donc

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} = \omega^2 \sin\theta \cos\theta - \frac{g}{r}\sin\theta + \frac{\omega^2 a}{r}\cos\theta.$$

On obtient les positions d'équilibre relatif en égalant à zéro le second membre Ce dernier problème a été résolu géométriquement au n° 420.

9. Un corps solide pesant D est mobile autour d'un axe horizontal xOx'; l'axe xx' tourne lui-même avec une vitesse angulaire constante ω autour d'un axe vertical zOz' qui le rencontre. Le centre de gravité G du corps est sur une perpendiculaire élevée en O à xOx'; on suppose que xx' et OG soient des axes principaux d'inertie du corps relatif au point O.

Trouver le mouvement du corps (en ne tenant pas compte de la rotation de la Terre).

Prenons comme système de comparaison le système rectangulaire $Oxyz$ tournant autour de Oz avec la vitesse donnée ω.

Appelons δ la distance $\overline{GO}$, θ l'angle de $\overline{OG}$ avec la verticale descendante Oz'. Le mouvement apparent est une rotation de vitesse angulaire θ' autour de Ox. Nous avons donc, en appliquant la méthode de Gilbert,

$$T_r = \frac{1}{2}A\theta'^2, \qquad \mathcal{G} = \frac{\omega^2}{2}(B\cos^2\theta + C\sin^2\theta), \qquad \mathcal{V} = 0.$$

La quantité $\mathcal{V}$ est en général $\omega\sigma\cos\widehat{\omega\sigma}$; actuellement le moment résultant σ des quantités de mouvement relatives est égal à $A\theta'$ et dirigé suivant Ox; ω est dirigé suivant Oz; donc $\cos\widehat{\omega\sigma} = 0$, et $\mathcal{V}$ est nul. La seule force, autre que les forces de liaisons, agissant réellement, est le poids : on a donc

$$U = Mg\delta\cos\theta.$$

Enfin l'origine O étant fixe, K est nul. L'équation du mouvement est donc

$$A\frac{d^2\theta}{dt^2} - \omega^2(C - B)\sin\theta\cos\theta = -Mg\delta\sin\theta.$$

Cette équation peut être identifiée avec l'équation du mouvement d'un point pesant mobile sur un cercle qui tourne avec une vitesse angulaire constante ω autour d'un diamètre vertical fixe. (Exercice précédent.) (GILBERT, *Mémoire sur l'application de la méthode de Lagrange au mouvement relatif.*)

10. On peut ramener à des quadratures la recherche du mouvement d'un solide homogène de révolution mobile autour d'un point de son axe Oz, toutes les fois que les forces appliquées dérivent d'une fonction U qui dépend uniquement de l'angle de l'axe Oz avec une direction fixe Oz_1.

En effet, prenons la direction fixe pour axe Oz_1; on a $U = f(\theta)$ et l'on voit, en écrivant les équations de Lagrange relatives à φ et ψ et l'intégrale des forces vives, qu'on est ramené à des quadratures.

11. On peut de même ramener aux quadratures l'étude du mouvement d'un solide homogène de révolution *glissant* ou *roulant* sur un plan fixe, toutes les

fois que les forces appliquées dérivent d'une fonction U dépendant seulement de l'angle θ que fait l'axe Gz du corps avec la normale Gz_1 au plan.

12. *Généralisation du théorème de Bonnet* (n° 247, fin de l'application). (PADOVA, voir *Bulletin des Sciences mathématiques*, p. 178; 1885.)

13. *Tautochronisme dans les systèmes.* — Soit un système à liaisons indépendantes du temps, sollicité par des forces connues ne dépendant que de la position du système; appelons $q_1, q_2, \ldots, q_k$ les paramètres indépendants qui servent à définir la position du système. Le problème à résoudre est le suivant :

Quelles nouvelles liaisons, au nombre de $k-1$, faut-il imposer au système pour que le système à liaisons complètes ainsi obtenu soit tautochrone, *c'est-à-dire mette le même temps à revenir à une position déterminée quelle que soit la position initiale dans laquelle on l'abandonne à lui-même sans vitesse?*

Réponse. — On a

$$2T = \sum_{ij} a_{ij} q'_i q'_j \qquad (a_{ij} = a_{ji}),$$

$$\sum (X\,\delta x + Y\,\delta y + Z\,\delta z) = Q_1\,\delta q_1 + \ldots + Q_k\,\delta q_k.$$

Introduisons de nouvelles liaisons rendant le système à liaisons complètes et tautochrone : on peut toujours supposer alors $q_1, q_2, \ldots, q_k$ exprimés en fonction d'un paramètre q; l'équation unique du mouvement du nouveau système est donnée par l'équation des forces vives

$$(1) \qquad dT = Q_1\,dq_1 + \ldots + Q_k\,dq_k.$$

Prenons à la place de q une nouvelle variable s définie par

$$(2) \qquad \sqrt{\sum a_{ij}\,dq_i\,dq_j} = ds.$$

Alors

$$T = \frac{1}{2} s'^2, \qquad Q_1\,dq_1 + \ldots + Q_k\,dq_k = f(s)\,ds,$$

et l'équation (1) devient

$$s'' = f(s).$$

Pour que cette équation définisse un mouvement tautochrone, il faut et il suffit (n° 214) que $f(s)$ soit de la forme $-\mu^2 s$, où μ^2 est une constante positive. On doit donc avoir

$$(3) \qquad Q_1\,dq_1 + Q_2\,dq_2 + \ldots + Q_k\,dq_k = -\mu^2 s\,ds.$$

Réciproquement, si l'on a trouvé des fonctions $q_1, q_2, \ldots, q_k$ de s vérifiant les deux relations (2) et (3), le système devient un système à liaisons complètes dont la position dépend du seul paramètre s et ce système est tautochrone.

Comme on n'a que deux relations pour déterminer $q_1, q_2, \ldots, q_k$ en fonctions de s, on peut se donner arbitrairement $k-2$ relations compatibles entre $q_1, q_2, \ldots, q_k$ et s.

On peut, par exemple, déterminer le problème en assujettissant le système à être tautochrone non seulement pour les forces données, mais encore pour $k-2$ autres systèmes de forces $X^{(i)}, Y^{(i)}, Z^{(i)}$ ne dépendant que de la position (*Comptes rendus*, t. CXIV, p. 996; 1892).

14. *Interprétation des valeurs imaginaires du temps.*

Étant donné un système de points matériels assujettis à des liaisons indépendantes du temps et soumis à des forces qui ne dépendent que des positions des différents points, les intégrales des équations différentielles du mouvement de ce système restent réelles si l'on y remplace t par $t\sqrt{-1}$ et les projections α_p, β_p, γ_p de la vitesse de chacun des points m_p par $-\alpha_p\sqrt{-1}$, $-\beta_p\sqrt{-1}$, $-\gamma_p\sqrt{-1}$. Les expressions ainsi obtenues sont les équations du nouveau mouvement que prendraient les mêmes points matériels si, placés dans les mêmes conditions initiales, ils étaient sollicités par des forces respectivement égales et opposées à celles qui produisaient le premier mouvement.

Démonstration. — On peut employer les équations aux multiplicateurs de Lagrange, et y changer t en $t\sqrt{-1}$; on remarque alors immédiatement que cela revient à changer de signe les projections des forces appliquées et à modifier les multiplicateurs.

On peut également se servir des équations de Lagrange

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial q'_\alpha}\right) - \frac{\partial T}{\partial q_\alpha} = Q_\alpha.$$

T est alors une fonction homogène et du second degré de $q'_1, q'_2, \ldots, q'_k$ et l'on voit immédiatement que changer t en $t\sqrt{-1}$ revient à changer Q_α en $-Q_\alpha$, c'est-à-dire à changer le sens des forces appliquées (*Comptes rendus*, t. LXXXVII, p. 1074; 1878).

CHAPITRE XXV.

ÉQUATIONS CANONIQUES. — THÉORÈMES DE JACOBI ET DE POISSON. PRINCIPES D'HAMILTON ET DE LA MOINDRE ACTION.

I. — ÉQUATIONS CANONIQUES.

467. Transformation de Poisson et d'Hamilton. — Nous avons vu au commencement de ce Volume, n°s 291 et suivants, comment on ramène les équations du mouvement d'un point prises sous la forme donnée par Lagrange à la forme appelée *canonique*.

Une méthode identique s'applique aux équations du mouvement d'un système quelconque dont la position dépend de k paramètres $q_1, q_2, \ldots, q_k$. C'est ce que nous allons montrer rapidement, en renvoyant, pour tous les détails du calcul, au Chapitre XVI, dans lequel les calculs sont développés pour le cas de $k = 3$.

Les équations de Lagrange sont

$$(1) \qquad \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial q'_\nu}\right) - \frac{\partial T}{\partial q_\nu} = Q_\nu, \qquad q'_\nu = \frac{dq_\nu}{dt} \qquad (\nu = 1, 2, \ldots, k).$$

Prenons, d'après Poisson, comme nouvelles variables, à la place de $q'_1, q'_2, \ldots, q'_k$, les quantités

$$(2) \qquad p_1 = \frac{\partial T}{\partial q'_1}, \qquad p_2 = \frac{\partial T}{\partial q'_2}, \qquad \ldots, \qquad p_k = \frac{\partial T}{\partial q'_k}.$$

Ces équations étant linéaires par rapport à $q'_1, \ldots, q'_k$ peuvent être résolues et donnent, pour ces quantités, des expressions linéaires en $p_1, \ldots, p_k$. Voyons ce que deviennent les équations (1) quand on fait ce changement de variables.

Laissons la variable t constante et donnons aux variables q et p des accroissements infiniment petits, arbitraires, indépendants δq et δp; il en résulte pour les q' des accroissements $\delta q'$ définis par les relations (2) supposées résolues par rapport aux q'.

La fonction T, qui dépend des lettres q et q', subit alors une variation

$$\delta T = \sum_{\nu} \frac{\partial T}{\partial q_\nu} \delta q_\nu + \sum_{\nu} \frac{\partial T}{\partial q'_\nu} \delta q'_\nu,$$

ou, en vertu des équations (2),

$$\delta T = \sum \frac{\partial T}{\partial q_\nu} \delta q_\nu + \sum p_\nu \delta q'_\nu,$$

ce qu'on peut écrire, en posant $K = \Sigma p_\nu q'_\nu - T$,

$$\delta K = -\sum \frac{\partial T}{\partial q_\nu} \delta q_\nu + \sum q'_\nu \delta p_\nu.$$

On a ainsi une première expression de la différentielle totale δK. Supposons, d'autre part, K exprimé au moyen du nouveau système de variables q_ν, p_ν. Quand, t restant constant, ces variables subissent des variations arbitraires δq_ν et δp_ν, on a

$$\delta K = \sum \frac{\partial K}{\partial q_\nu} \delta q_\nu + \sum \frac{\partial K}{\partial p_\nu} \delta p_\nu.$$

Cette nouvelle expression de δK doit être identique à la précédente, quels que soient les δq et les δp; on a donc

$$(3) \qquad -\frac{\partial T}{\partial q_\nu} = \frac{\partial K}{\partial q_\nu}, \qquad q'_\nu = \frac{\partial K}{\partial p_\nu} \qquad (\nu = 1, 2, \ldots, k).$$

Dans ces équations, les dérivées partielles de T sont prises en supposant T exprimé à l'aide des q et des q', et celles de K en supposant K exprimé à l'aide des q et des p. D'après ces relations (3), les équations (1) de Lagrange prennent la forme

$$(4) \qquad \frac{dp_\nu}{dt} + \frac{\partial K}{\partial q_\nu} = Q_\nu, \qquad \frac{dq_\nu}{dt} = \frac{\partial K}{\partial p_\nu} \qquad (\nu = 1, 2, \ldots, k).$$

Ces équations du premier ordre détermineront les variables $p_1, p_2, \ldots, p_k, q_1, q_2, \ldots, q_k$ en fonction du temps.

Dans tout ce qui suit nous supposerons que les composantes suivant les axes des forces appliquées, autres que les forces de liaison, soient les dérivées partielles, par rapport aux coordonnées, d'une fonction U des coordonnées et du temps; cette condition sera réalisée, en particulier, si les forces appliquées dérivent d'une fonction de forces, mais alors U ne contiendra que les coordonnées et non le temps.

Dans cette hypothèse, comme les coordonnées des différents points du système sont des fonctions des paramètres q_1, q_2, ..., q_k et peut-être du temps, U est une fonction de q_1, q_2, ..., q_k, t ne contenant pas les lettres p_ν, de sorte que les dérivées partielles $\frac{\partial U}{\partial p_\nu}$ sont *nulles;* on a de plus $Q_\nu = \frac{\partial U}{\partial q_\nu}$. Posons alors

$$K - U = H, \tag{5}$$

nous aurons

$$\frac{\partial K}{\partial p_\nu} = \frac{\partial H}{\partial p_\nu}, \qquad \frac{\partial K}{\partial q_\nu} - Q_\nu = \frac{\partial H}{\partial q_\nu}$$

et les équations (4) deviennent

$$\frac{dq_\nu}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_\nu}, \qquad \frac{dp_\nu}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_\nu} \qquad (\nu = 1, 2, \ldots, k). \tag{6}$$

Ce sont là les équations canoniques du mouvement données par Hamilton; elles forment un système de $2k$ équations du premier ordre, définissant q_1, q_2, ..., q_k et p_1, p_2, ..., p_k en fonction du temps et de $2k$ constantes arbitraires.

468. Cas particulier où les liaisons sont indépendantes du temps. — Si les liaisons imposées au système sont indépendantes du temps, on peut toujours choisir comme paramètres q_1, q_2, ..., q_k des quantités telles que les expressions des coordonnées des différents points du système en fonction de ces paramètres ne contiennent pas explicitement t. Alors T est une fonction homogène et du second degré des q' (n° **444**) et, d'après le théorème des fonctions homogènes, on a

$$\sum q'_\nu \frac{\partial T}{\partial q'_\nu} = 2T, \qquad \sum p_\nu q'_\nu = 2T,$$

car p_ν est égal à $\frac{\partial T}{\partial q'_\nu}$. Dans ce cas la fonction K devient

$$K = \Sigma p_\nu q'_\nu - T = 2T - T = T,$$

et l'on a

$$H = K - U = T - U.$$

Dans ce cas, les calculs qu'il faut faire pour passer de la forme quadratique T exprimée en $q'_1, \ldots, q'_k$ à la forme T exprimée en $p_1, \ldots, p_k$ sont identiques à ceux que l'on fait pour passer d'une forme quadratique à la forme adjointe.

469. Cas où les liaisons étant indépendantes du temps, il existe une fonction des forces; intégrale des forces vives. — Aux hypothèses faites dans le numéro précédent, ajoutons la supposition qu'il existe une fonction des forces, c'est-à-dire que U dépende des coordonnées des différents points et non du temps. Alors, comme les expressions des coordonnées en fonction des q sont supposées ne pas contenir t, U devient une fonction de $q_1, q_2, \ldots, q_k$, ne contenant pas t. Dans ce cas, le théorème des forces vives conduit à l'intégrale

$$T - U = h \qquad \text{ou} \qquad H = h.$$

C'est ce qu'il est facile de déduire des équations canoniques. En effet, actuellement, la fonction $H = T - U$ ne contient pas explicitement t; elle s'exprime uniquement à l'aide des variables q_ν et p_ν. Pendant le mouvement, ces variables q_ν et p_ν sont des fonctions du temps, H devient, par leur intermédiaire, une fonction du temps, et l'on a

$$\frac{dH}{dt} = \sum_\nu \left(\frac{\partial H}{\partial q_\nu} \frac{dq_\nu}{dt} + \frac{\partial H}{\partial p_\nu} \frac{dp_\nu}{dt} \right);$$

mais, d'après les équations canoniques, chaque terme de la somme du second membre est nul. Donc, pendant le mouvement, on a

$$\frac{dH}{dt} = 0, \qquad H = h.$$

Remarque. — Si H contenait explicitement t, on aurait

$$\frac{dH}{dt} = \sum_\nu \left(\frac{\partial H}{\partial q_\nu} \frac{dq_\nu}{dt} + \frac{\partial H}{\partial p_\nu} \frac{dp_\nu}{dt} \right) + \frac{\partial H}{\partial t};$$

la somme étant nulle en vertu des équations canoniques, on trouverait

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\partial H}{\partial t}.$$

470. La transformation de Poisson-Hamilton est toujours possible. — La transformation repose sur la résolution des équations (2) linéaires en $q'_1, q'_2, \ldots, q'_k$. On montre, comme dans le n° **294**, que le déterminant des coefficients des inconnues q'_ν ne peut pas être nul.

II. — THÉORÈME DE JACOBI ET APPLICATIONS.

471. Théorème de Jacobi. — Le théorème de Jacobi s'applique à des équations de la forme canonique dans lesquelles H est une fonction quelconque des variables q_ν, p_ν et t. Nous écrirons cette fonction

$$H(p_1, p_2, \ldots, p_k; q_1, q_2, \ldots, q_k, t),$$

en mettant les variables en évidence. Le théorème repose sur cette remarque que les équations canoniques sont les équations des caractéristiques d'une certaine équation aux dérivées partielles du premier ordre : il ramène l'intégration des équations canoniques à la recherche d'une intégrale complète de cette équation. Voici comment on peut énoncer le théorème :

Soit l'équation aux dérivées partielles du premier ordre

$$(J) \qquad \frac{\partial V}{\partial t} + H\left(\frac{\partial V}{\partial q_1}, \frac{\partial V}{\partial q_2}, \ldots, \frac{\partial V}{\partial q_k}; q_1, q_2, \ldots, q_k, t\right) = 0$$

qui définit V *en fonction des variables* $q_1, q_2, \ldots, q_k$, t, *regardées comme indépendantes. Si l'on connaît une intégrale complète*

$$(C) \qquad V(q_1, q_2, \ldots, q_k, t; a_1, a_2, \ldots, a_k) + \text{const.}$$

de cette équation avec k *constantes arbitraires* $a_1, a_2, \ldots, a_k$ *dont aucune n'est une constante additive, les équations finies du mouvement, c'est-à-dire les intégrales générales des équations canoniques sont*

$$(J_1) \qquad \frac{\partial V}{\partial a_1} = b_1, \qquad \frac{\partial V}{\partial a_2} = b_2, \qquad \ldots, \qquad \frac{\partial V}{\partial a_k} = b_k,$$

$$(J_2) \qquad p_1 = \frac{\partial V}{\partial q_1}, \qquad p_2 = \frac{\partial V}{\partial q_2}, \qquad \ldots, \qquad p_k = \frac{\partial V}{\partial q_k},$$

avec $2k$ *constantes arbitraires* $a_1, a_2, \ldots, a_k$; $b_1, b_2, \ldots, b_k$.

Nous avons, dans le n° 297, démontré ce théorème dans l'hypothèse que le nombre des variables q est 3, $(k = 3)$. La même démonstration s'applique identiquement au cas général où k est un entier quelconque. Il est inutile de revenir sur cette démonstration. Le théorème général doit donc être regardé comme démontré : les équations (J_1) donnent $q_1, q_2, \ldots, q_k$ en fonction du temps et des $2k$ constantes a_ν et b_ν; ces expressions définissent le mouvement du système; les équations (J_2) donnent ensuite les variables auxiliaires p_ν.

472. Cas particulier où t ne figure pas dans les coefficients de l'équation de Jacobi. — Lorsque t ne figure pas dans les coefficients de l'équation (J), on peut vérifier cette équation par une fonction de la forme

$$V = -ht + W,$$

h désignant une constante, et W une fonction de $q_1, q_2, \ldots, q_k$ indépendante de t. En substituant cette expression de V dans l'équation (J), on a, pour déterminer W, l'équation

$$(J') \qquad -h + H\left(\frac{\partial W}{\partial q_1}, \frac{\partial W}{\partial q_2}, \ldots, \frac{\partial W}{\partial q_k}; q_1, q_2, \ldots, q_k\right) = 0.$$

Il suffira de trouver une intégrale complète de cette équation (J')

$$W(q_1, q_2, \ldots, q_k; a_1, a_2, \ldots, a_{k-1}, h) + \text{const.},$$

contenant, outre h, $(k-1)$ constantes $a_1, a_2, \ldots, a_{k-1}$ dont aucune n'est additive. On aura alors, en prenant

$$V = -ht + W(q_1, q_2, \ldots, q_k; a_1, a_2, \ldots, a_{k-1}, h),$$

une intégrale complète de l'équation de Jacobi avec les k constantes $a_1, a_2, \ldots, a_{k-1}, h$, dont la dernière remplace a_k. Les équations finies du mouvement (J_1) et (J_2) deviennent alors, en désignant la constante b_k par $-t_0$,

$$(J'_1) \quad \frac{\partial W}{\partial a_1} = b_1, \quad \frac{\partial W}{\partial a_2} = b_2, \quad \ldots, \quad \frac{\partial W}{\partial a_{k-1}} = b_{k-1}, \quad -t + \frac{\partial W}{\partial h} = -t_0,$$

$$(J'_2) \qquad p_1 = \frac{\partial W}{\partial q_1}, \quad p_2 = \frac{\partial W}{\partial q_2}, \quad \ldots, \quad p_k = \frac{\partial W}{\partial q_k}.$$

Les $(k-1)$ premières équations (J'_1) ne contenant pas t défi-

nissent la suite des configurations géométriques par lesquelles passe le système pendant le mouvement : la dernière équation (J'_1) donne le temps t que met le système à atteindre une de ces configurations.

Le cas que nous venons de traiter se présente en particulier quand, les liaisons étant indépendantes du temps, les expressions des coordonnées des points du système en fonction des q_ν ne contiennent pas t, et quand les forces dérivent d'une fonction de forces $U(q_1, q_2, \ldots, q_k)$. Alors $H = T - U$ ne contient pas t explicitement. Dans ce cas, la constante h est la constante des forces vives, car l'équation (J'), dans laquelle on remplace $\frac{\partial W}{\partial q_\nu}$ par p_ν, devient

$$H(p_1, p_2, \ldots, p_k; q_1, q_2, \ldots, q_k) = h \qquad \text{ou} \qquad T - U = h :$$

c'est l'intégrale des forces vives.

Remarque. — Le procédé que nous venons d'employer pour simplifier la recherche d'une intégrale complète, quand t ne figure pas dans les coefficients de l'équation de Jacobi, s'applique de même au cas où toute autre variable, q_1 par exemple, ne figurerait pas dans cette équation. On essayerait alors de vérifier l'équation en posant

$$V = a_1 q_1 + \varphi(q_2, q_3, \ldots, q_k, t),$$

φ ne dépendant plus de q_1 et a_1 désignant une constante, et l'on serait ramené à trouver une intégrale complète d'une équation avec une variable indépendante de moins.

473. Application au mouvement de la toupie sur un plan horizontal. — Ce problème a été traité directement n° 415 comme exemple du mouvement d'un corps homogène pesant de révolution, glissant sur un plan horizontal. En adoptant les notations des n°s 414 et 415, nous voyons que la position du système dépend de cinq paramètres ξ, η, φ, ψ, θ qui jouent les rôles de q_1, q_2, q_3, q_4, q_5. Le ζ du centre de gravité est lié à θ par la relation $\zeta = l\cos\theta$. Pour abréger l'écriture, nous supposerons qu'on ait pris la masse de la toupie pour unité ($M = 1$). La demi-force vive est alors

$$T = \tfrac{1}{2}[\xi'^2 + \eta'^2 + l^2 \sin^2\theta\theta'^2 + A(p^2 + q^2) + Cr^2],$$
$$T = \tfrac{1}{2}[\xi'^2 + \eta'^2 + (l^2 \sin^2\theta + A)\theta'^2 + A\sin^2\theta\psi'^2 + C(\varphi' + \psi'\cos\theta)^2].$$

D'autre part, la fonction des forces est

$$U = -gl\cos\theta.$$

Les variables p_ν sont définies par les équations $p_\nu = \frac{\partial T}{\partial q'_\nu}$ qui sont ici

$$(1)\quad \begin{cases} p_1 = \frac{\partial T}{\partial \xi'} = \xi', \qquad p_2 = \frac{\partial T}{\partial \eta'} = \eta', \\ p_3 = \frac{\partial T}{\partial \varphi'} = C(\varphi' + \psi'\cos\theta), \\ p_4 = \frac{\partial T}{\partial \psi'} = A\sin^2\theta\psi' + C\cos\theta(\varphi' + \psi'\cos\theta), \\ p_5 = \frac{\partial T}{\partial \theta'} = (l^2\sin^2\theta + A)\theta'. \end{cases}$$

Il faut résoudre ces équations par rapport à ξ', η', θ', φ', ψ'. On a immédiatement

$$(2)\quad \begin{cases} \xi' = p_1, \qquad \eta' = p_2, \\ \varphi' + \psi'\cos\theta = \frac{p_3}{C}, \qquad \psi' = \frac{p_4 - p_3\cos\theta}{A\sin^2\theta}, \qquad \theta' = \frac{p_5}{l^2\sin^2\theta + A}. \end{cases}$$

En portant ces valeurs dans T et remarquant que, T étant homogène en $q'_1, q'_2, \ldots, q'_5$, on a actuellement $H = T - U$, on trouve

$$H = \frac{1}{2}\left[p_1^2 + p_2^2 + \frac{p_5^2}{l^2\sin^2\theta + A} + \frac{p_3^2}{C} + \frac{(p_4 - p_3\cos\theta)^2}{A\sin^2\theta}\right] + gl\cos\theta.$$

On pourrait alors écrire les équations canoniques

$$(3)\quad \begin{cases} \frac{d\xi}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_1} = p_1, \qquad \frac{d\eta}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_2} = p_2, \\ \frac{d\varphi}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_3} = \frac{p_3}{C} - \frac{(p_4 - p_3\cos\theta)}{A\sin^2\theta}\cos\theta, \\ \frac{d\psi}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_4} = \frac{p_4 - p_3\cos\theta}{A\sin^2\theta}, \\ \frac{d\theta}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_5} = \frac{p_5}{l^2\sin^2\theta + A}, \end{cases}$$

puis

$$(4)\quad \begin{cases} \frac{dp_1}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \xi} = 0, \qquad \frac{dp_2}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \eta} = 0, \\ \frac{dp_3}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \varphi} = 0, \qquad \frac{dp_4}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \psi} = 0, \\ \frac{dp_5}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \theta}, \end{cases}$$

où nous n'avons pas écrit explicitement la dérivée $\frac{\partial H}{\partial \theta}$. Ces équations canoniques (3) et (4) définissent ξ, η, φ, ψ, θ, p_1, p_2, p_3, p_4, p_5 en fonction de t. Le premier groupe est évidemment identique aux équations (1). Le deuxième groupe donne immédiatement les intégrales premières

$$p_1 = a_1, \qquad p_2 = a_2,$$
$$p_3 = a_3, \qquad p_4 = a_4,$$

d'où, en portant ces valeurs dans les équations (1) ou (3),

$$(5) \qquad \begin{cases} \xi' = a_1, \qquad \eta' = a_2, \qquad C(\varphi' + \psi' \cos\theta) = a_3, \\ A \sin^2\theta \psi' + C \cos\theta(\varphi' + \psi' \cos\theta) = a_4. \end{cases}$$

Ces quatre intégrales premières sont celles que nous avons trouvées directement (n° 414) par l'application des théorèmes généraux. Les deux premières expriment que la projection horizontale du centre de gravité est animée d'un mouvement rectiligne uniforme; la troisième que la composante r de la rotation instantanée est constante; la dernière que, dans le mouvement autour du centre de gravité, la somme des moments des quantités de mouvement par rapport à la verticale Gz_1 est constante. En adjoignant à ces intégrales (5) l'intégrale des forces vives

$$T - U = h \qquad \text{ou} \qquad H = h,$$

on obtient toutes les équations trouvées directement.

Appliquons maintenant le théorème de Jacobi : nous allons retrouver les mêmes intégrales. L'équation aux dérivées partielles est

$$(6) \qquad \begin{cases} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial V}{\partial \xi}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial \eta}\right)^2 + \frac{1}{l^2 \sin^2\theta + A}\left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right)^2 \right. \\ \qquad \left. + \frac{1}{C}\left(\frac{\partial V}{\partial \varphi}\right)^2 + \frac{1}{A \sin^2\theta}\left(\frac{\partial V}{\partial \psi} - \frac{\partial V}{\partial \varphi}\cos\theta\right)^2\right] + gl\cos\theta = 0. \end{cases}$$

Comme elle ne contient explicitement dans les coefficients aucune des variables t, ξ, η, φ, ψ, on pourra trouver une intégrale de la forme

$$V = -ht + a_1\xi + a_2\eta + a_3\varphi + a_4\psi + F(\theta),$$

où h, a_1, a_2, a_3, a_4, sont des constantes et $F(\theta)$ une fonction de θ seul. En substituant cette valeur de V dans (6), et remarquant que $\frac{\partial V}{\partial \theta}$ est égal à $F'(\theta)$, on a, pour déterminer $F'(\theta)$, l'équation

$$F'^2(\theta) = (l^2 \sin^2\theta + A)\left[2h - 2gl\cos\theta - a_1^2 - a_2^2 \right.$$
$$\left. - \frac{a_3^2}{C} - \frac{1}{A\sin^2\theta}(a_4 - a_3\cos\theta)^2\right].$$

On a donc, en intégrant,

$$F(\theta) = \int \sqrt{l^2 \sin^2\theta + A}\,\sqrt{\Theta}\,d\theta,$$

où l'on a posé, pour abréger,

$$\Theta = 2h - 2gl\cos\theta - a_1^2 - a_2^2 - \frac{a_3^2}{C} - \frac{1}{A\sin^2\theta}(a_4 - a_3\cos\theta)^2.$$

On a ainsi l'intégrale complète

$$V = -ht + a_1\xi + a_2\eta + a_3\varphi + a_4\psi + \int \sqrt{l^2\sin^2\theta + A}\,\sqrt{\Theta}\,d\theta,$$

avec cinq constantes h, a_1, a_2, a_3, a_4 dont aucune n'est additive. Les équations du mouvement sous forme finie sont alors

$$\frac{\partial V}{\partial a_\mu} = b_\mu, \qquad \frac{\partial V}{\partial h} = -t_0 \qquad (\mu = 1, 2, 3, 4).$$

On a donc, puisque Θ dépend de h, a_1, a_2, a_3, a_4, en différentiant sous le signe $\int$,

$$\xi - a_1\int \frac{\sqrt{l^2\sin^2\theta + A}}{\sqrt{\Theta}}\,d\theta = b_1, \qquad \eta - a_2\int \frac{\sqrt{l^2\sin^2\theta + A}}{\sqrt{\Theta}}\,d\theta = b_2,$$

$$\varphi - \int \frac{\sqrt{l^2\sin^2\theta + A}}{\sqrt{\Theta}}\left[\frac{a_3}{C} - \frac{\cos\theta}{A\sin^2\theta}(a_4 - a_3\cos\theta)\right]d\theta = b_3.$$

$$\psi - \int \frac{\sqrt{l^2\sin^2\theta + A}}{\sqrt{\Theta}}\,\frac{(a_4 - a_3\cos\theta)}{A\sin^2\theta}\,d\theta = b_4,$$

$$\int \frac{\sqrt{l^2\sin^2\theta + A}}{\sqrt{\Theta}}\,d\theta = t - t_0.$$

Les quatre premières équations définissent la suite des positions de la toupie; la dernière donne le temps. En remplaçant la dernière intégrale par $t - t_0$ dans les deux premières équations, on les met sous la forme

$$\xi - b_1 = a_1(t - t_0), \qquad \eta - b_2 = a_2(t - t_0).$$

On retrouve ainsi ce résultat que la projection horizontale du centre de gravité se meut d'un mouvement rectiligne uniforme.

Enfin, si l'on veut les expressions sous forme finie des variables p_1, p_2, p_3, p_4, p_5, il faut écrire $p_\nu = \dfrac{\partial V}{\partial q_\nu}$; ce qui donne

$$p_1 = a_1, \qquad p_2 = a_2, \qquad p_3 = a_3, \qquad p_4 = a_4,$$
$$p_5 = \sqrt{l^2\sin^2\theta + A}\,\sqrt{\Theta}$$

474. Exemple dans lequel les liaisons dépendent du temps. — Appliquons cette méthode au problème du n° 460 :

Mouvement d'une barre homogène pesante mobile sans frottement dans un plan qui tourne avec une vitesse angulaire constante ω, *autour d'une verticale fixe du plan.*

La position du système dépend des trois paramètres ξ, η, θ qui joueront le rôle de q_1, q_2, q_3.

Supposons la masse M prise pour unité; on a, comme nous l'avons trouvé, les expressions suivantes de la demi-force vive absolue et de la fonction des forces

$$T = \frac{1}{2}(\xi'^2 + \eta'^2 + k^2\theta'^2 + \omega^2 k^2 \cos^2\theta + \omega^2\xi^2),$$
$$U = g\eta.$$

Il faut poser

$$p_1 = \frac{\partial T}{\partial \xi'}, \qquad p_2 = \frac{\partial T}{\partial \eta'}, \qquad p_3 = \frac{\partial T}{\partial \theta'},$$

ce qui donne

$$p_1 = \xi', \qquad p_2 = \eta', \qquad p_3 = k^2\theta',$$

équations qui sont immédiatement résolues par rapport à ξ', η', θ'. On doit faire ensuite

$$K = p_1\xi' + p_2\eta' + p_3\theta' - T,$$

ce qui donne, en remplaçant ξ', η', θ' par leurs valeurs et réduisant,

$$K = \frac{1}{2}\left(p_1^2 + p_2^2 + \frac{p_3^2}{k^2} - \omega^2 k^2 \cos^2\theta - \omega^2\xi^2\right).$$

Enfin la fonction $H = K - U$ a pour expression

$$H = \frac{1}{2}\left(p_1^2 + p_2^2 + \frac{p_3^2}{k^2} - \omega^2 k^2 \cos^2\theta - \omega^2\xi^2\right) - g\eta.$$

Les équations canoniques seraient alors aisées à écrire; on vérifiera qu'elles sont identiques à celles du n° 460.

Appliquons la méthode de Jacobi. L'équation aux dérivées partielles est

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial V}{\partial \xi}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial \eta}\right)^2 + \frac{1}{k^2}\left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right)^2 - \omega^2 k^2 \cos^2\theta - \omega^2\xi^2\right] - g\eta = 0.$$

En l'écrivant

$$2\frac{\partial V}{\partial t} + \left[\left(\frac{\partial V}{\partial \xi}\right)^2 - \omega^2\xi^2\right] + \left[\left(\frac{\partial V}{\partial \eta}\right)^2 - 2g\eta\right]$$
$$+ \left[\frac{1}{k^2}\left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right)^2 - \omega^2 k^2 \cos^2\theta\right] = 0,$$

on aperçoit une intégrale première de la forme

$$V = -ht + F_1(\xi) + F_2(\eta) + F_3(\theta),$$

les fonctions F_1, F_2, F_3 des variables ξ, η, θ vérifiant identiquement l'équation

$$-2h + [F_1'^2(\xi) - \omega^2\xi^2] + [F_2'^2(\eta) - 2g\eta] + \left[\frac{1}{k^2}F_3'^2(\theta) - \omega^2 k^2\cos^2\theta\right] = 0.$$

Comme, dans l'équation aux dérivées partielles, les variables ξ, η, θ sont regardées comme indépendantes, cette relation ne peut avoir lieu que si chacune des quantités entre crochets est séparément constante. Il faudra donc prendre

$$F_1'^2(\xi) - \omega^2\xi^2 = 2a_1, \qquad F_2'^2(\eta) - 2g\eta = 2a_2,$$

d'où, en substituant,

$$\frac{1}{k^2}F_3'^2(\theta) - \omega^2 k^2\cos^2\theta = 2h - 2a_1 - 2a_2.$$

Ces équations donnent F_1, F_2, F_3 par des quadratures et l'on a l'intégrale complète

$$V = -ht + \int\sqrt{\omega^2\xi^2 + 2a_1}\,d\xi + \int\sqrt{2g\eta + 2a_2}\,d\eta + k\int\sqrt{\omega^2k^2\cos^2\theta + 2h - 2a_1 - 2a_2}\,d\theta,$$

avec les trois constantes a_1, a_2, h dont aucune n'est additive. Les équations du mouvement sous forme finie sont alors

$$\frac{\partial V}{\partial a_1} = b_1, \qquad \frac{\partial V}{\partial a_2} = b_2$$

et

$$\frac{\partial V}{\partial h} = -t_0,$$

ce qui donne, en désignant par Θ la quantité

$$\omega^2k^2\cos^2\theta + 2h - 2a_1 - 2a_2,$$

$$\int\frac{d\xi}{\sqrt{\omega^2\xi^2 + 2a_1}} - k\int\frac{d\theta}{\sqrt{\Theta}} = b_1,$$

$$\int\frac{d\eta}{\sqrt{2g\eta + 2a_2}} - k\int\frac{d\theta}{\sqrt{\Theta}} = b_2,$$

$$k\int\frac{d\theta}{\sqrt{\Theta}} = t - t_0.$$

Ces équations donnent ξ, η, θ en fonction de t et de six constantes a_1, a_2, h, b_1, b_2, t_0. On peut écrire les deux premières, en tenant compte de la troisième,

$$\int \frac{d\xi}{\sqrt{\omega^2\xi^2 + 2a_1}} = t - t_0 + b_1, \qquad \int \frac{d\eta}{\sqrt{2g\eta + 2a_2}} = t - t_0 + b_2,$$

d'où l'on tire pour ξ et η des expressions identiques à celles que nous avons trouvées (n° 460).

Les valeurs de p_1, p_2, p_3 sont enfin

$$p_1 = \frac{\partial V}{\partial \xi} = \sqrt{\omega^2\xi^2 + 2a_1}, \qquad p_2 = \frac{\partial V}{\partial \eta} = \sqrt{2g\eta + 2a_2},$$
$$p_3 = \frac{\partial V}{\partial \theta} = k\sqrt{\theta}.$$

475. Théorème de Liouville. — Liouville a indiqué un cas très étendu où les équations du mouvement s'intègrent par des quadratures. Considérons un système sans frottement dont les liaisons sont indépendantes du temps et dont la force vive s'exprime en fonction des paramètres q_1, q_2, ..., q_k sous la forme

$$2T = (A_1 + A_2 + \ldots + A_k)(B_1 q_1'^2 + B_2 q_2'^2 + \ldots + B_k q_k'^2),$$

où A_1 et B_1 sont des fonctions du seul paramètre q_1, A_2 et B_2 du seul paramètre q_2, et ainsi de suite. Le mouvement de ce système peut se calculer par quadratures quand aucune force n'agit sur lui, ou plus généralement quand les forces actives qui s'exercent sur lui dérivent d'une fonction de forces $U(q_1, q_2, \ldots, q_k)$ de la forme

$$U = \frac{U_1 + U_2 + \ldots + U_k}{A_1 + A_2 + \ldots + A_k},$$

U_1 dépendant de q_1 seul, ..., U_ν de q_ν seul. Un cas très particulier de ce théorème a été indiqué dans le premier Chapitre de ce Volume (n° 305).

La méthode de Jacobi donne immédiatement le mouvement cherché. Les variables p_ν sont actuellement définies par

$$p_\nu = \frac{\partial T}{\partial q_\nu'} = (A_1 + A_2 + \ldots + A_k) B_\nu q_\nu'.$$

Tirant de là q_ν' pour le porter dans T et remarquant que $H = T - U$, car T est homogène par rapport aux q', on a

$$H = \frac{1}{A_1 + A_2 + \ldots + A_k}\left[\frac{1}{2}\left(\frac{q_1'^2}{B_1} + \frac{q_2'^2}{B_2} + \ldots + \frac{q_k'^2}{B_k}\right) - (U_1 + U_2 + \ldots + U_k)\right].$$

L'équation aux dérivées partielles de Jacobi devient donc, en y faisant

$$V = -ht + W,$$

$$-h + \frac{1}{A_1 + A_2 + \ldots + A_k} \sum_{\nu} \left[\frac{1}{2B_\nu} \left(\frac{\partial W}{\partial q_\nu} \right)^2 - U_\nu \right] = 0.$$

Elle admet une intégrale complète de la forme

$$(7) \qquad W = V_1 + V_2 + \ldots + V_k,$$

où V_1 dépend uniquement de q_1, V_2 de q_2, ..., V_k de q_k. En effet, substituons cette valeur de W et chassons le denominateur, nous aurons une équation qu'on peut écrire

$$\left[\frac{1}{B_1} \left(\frac{dV_1}{dq_1} \right)^2 - 2hA_1 - 2U_1 \right] + \left[\frac{1}{B_2} \left(\frac{dV_2}{dq_2} \right)^2 - 2hA_2 - 2U_2 \right] + \ldots$$
$$+ \left[\frac{1}{B_k} \left(\frac{dV_k}{dq_k} \right)^2 - 2hA_k - 2U_k \right] = 0.$$

La première parenthèse dépend uniquement de q_1, la deuxième de q_2, ..., etc. Comme, dans l'équation aux dérivées partielles, ces variables sont indépendantes, la dernière équation ne peut être satisfaite que si chaque parenthèse est séparément constante. On doit donc avoir

$$\frac{1}{B_\nu} \left(\frac{dV_\nu}{dq_\nu} \right)^2 - 2hA_\nu - 2U_\nu = 2a_\nu \qquad (\nu = 1, 2, \ldots, k),$$

les lettres a_1, a_2, ..., a_k désignant des constantes dont la *somme est nulle* : $k - 1$ de ces constantes a_1, a_2, ..., a_{k-1} sont donc arbitraires et l'on a

$$(8) \qquad a_k = -(a_1 + a_2 + \ldots + a_{k-1}).$$

On a alors, en intégrant,

$$V_\nu = \int \sqrt{B_\nu} \sqrt{2hA_\nu + 2U_\nu + 2a_\nu}\, dq_\nu.$$

En remplaçant dans l'expression (7) V_1, V_2, ..., V_k par ces valeurs, on obtient une intégrale complète avec k constantes arbitraires a_1, a_2, ..., a_{k-1}, h. Les équations finies du mouvement sont alors

$$\frac{\partial W}{\partial a_\mu} = b_\mu, \qquad \frac{\partial W}{\partial h} = t - t_0 \qquad (\mu = 1, 2, \ldots, k-1),$$

c'est-à-dire en effectuant les dérivations et se rappelant la relation (8)

$$\int \sqrt{B_\mu} \frac{dq_\mu}{\sqrt{2hA_\mu + 2U_\mu + 2a_\mu}} - \int \sqrt{B_k} \frac{dq_k}{\sqrt{2hA_k + 2U_k + 2a_k}} = b_\mu,$$

$$\sum_{\nu=1}^{\nu=k} \int \sqrt{B_\nu} \frac{A_\nu dq_\nu}{\sqrt{2hA_\nu + 2U_\nu + 2a_\nu}} = t - t_0.$$

Le problème est ainsi résolu par quadratures.

476. Théorème de Staeckel. — M. Staeckel a indiqué dans les *Comptes rendus* (1893) une généralisation du théorème de Liouville. Cette généralisation s'applique à un système dépendant de k paramètres : pour ne pas compliquer les notations, nous l'exposerons dans le cas de trois paramètres.

Soit Δ le déterminant

$$\Delta = \begin{vmatrix} \varphi_1(q_1) & \varphi_2(q_2) & \varphi_3(q_3) \\ \psi_1(q_1) & \psi_2(q_2) & \psi_3(q_3) \\ \chi_1(q_1) & \chi_2(q_2) & \chi_3(q_3) \end{vmatrix}$$

et Φ_1, Φ_2, Φ_3 les mineurs de Δ par rapport aux éléments φ_1, φ_2, φ_3 de la première ligne, $\Psi_1, \ldots, X_1, \ldots$ les mineurs relatifs à $\psi_1, \ldots, \chi_1, \ldots$.

Supposons que la force vive $2T$ d'un système et la fonction de forces U soient de la forme [1] suivante

$$\text{(A)} \quad 2T = \Delta\left(\frac{q_1'^2}{\Phi_1} + \frac{q_2'^2}{\Phi_2} + \frac{q_3'^2}{\Phi_3}\right), \quad U = \frac{f_1(q_1)\Phi_1 + f_2(q_2)\Phi_2 + f_3(q_3)\Phi_3}{\Delta}.$$

La méthode de Jacobi va permettre de déterminer le mouvement par quadratures.

Nous avons, en effet, ici

$$H = \frac{1}{2\Delta}(p_1^2\Phi_1 + p_2^2\Phi_2 + p_3^2\Phi_3) - \frac{f_1\Phi_1 + f_2\Phi_2 + f_3\Phi_3}{\Delta}.$$

Écrivons l'équation de Jacobi, puis faisons-y $V = -ht + W$; l'équation (J') en W s'écrit

$$\text{(J')} \quad \left(\frac{\partial W}{\partial q_1}\right)^2 \Phi_1 + \left(\frac{\partial W}{\partial q_2}\right)^2 \Phi_2 + \left(\frac{\partial W}{\partial q_3}\right)^2 \Phi_3 = 2(f_1\Phi_1 + f_2\Phi_2 + f_3\Phi_3 + h\Delta).$$

Cherchons s'il existe une intégrale complète de la forme

$$W = V_1(q_1) + V_2(q_2) + V_3(q_3).$$

---

[1] *Voir* GOURSAT, *Comptes rendus*, 1893.

Si nous observons qu'on a

$$\varphi_1\Phi_1+\varphi_2\Phi_2+\varphi_3\Phi_3\equiv\Delta,\quad \psi_1\Phi_1+\psi_2\Phi_2+\psi_3\Phi_3\equiv 0,\quad \chi_1\Phi_1+\chi_2\Phi_2+\chi_3\Phi_3\equiv 0,$$

on voit qu'en prenant

$$\left(\frac{dV_1}{dq_1}\right)^2 = 2(f_1+h\varphi_1+a_1\psi_1+a_2\chi_1) = F_1(q_1),$$
$$\left(\frac{dV_2}{dq_2}\right)^2 = 2(f_2+h\varphi_2+a_1\psi_2+a_2\chi_2) = F_2(q_2),$$
$$\left(\frac{dV_3}{dq_3}\right)^2 = 2(f_3+h\varphi_3+a_1\psi_3+a_2\chi_3) = F_3(q_3),$$

l'équation (J') est vérifiée identiquement : h, a_1, a_2 désignent des constantes arbitraires.

Le mouvement est alors défini par les égalités

$$\int\frac{\psi_1\,dq_1}{\sqrt{F_1(q_1)}}+\int\frac{\psi_2\,dq_2}{\sqrt{F_2(q_2)}}+\int\frac{\psi_3\,dq_3}{\sqrt{F_3(q_3)}} = b_1,$$
$$\int\frac{\chi_1\,dq_1}{\sqrt{F_1(q_1)}}+\int\frac{\chi_2\,dq_2}{\sqrt{F_2(q_2)}}+\int\frac{\chi_3\,dq_3}{\sqrt{F_3(q_3)}} = b_2,$$
$$\int\frac{\varphi_1\,dq_1}{\sqrt{F_1(q_1)}}+\int\frac{\varphi_2\,dq_2}{\sqrt{F_2(q_2)}}+\int\frac{\varphi_3\,dq_3}{\sqrt{F_3(q_3)}} = t-t_0.$$

Le théorème précédent renferme le théorème de Liouville comme cas particulier. Car si T et U sont de la forme qu'exige le théorème de Liouville, on voit aussitôt qu'on peut toujours les mettre sous la forme (A).

On trouvera une généralisation de ce théorème dans une deuxième Note de M. Staeckel (*Comptes rendus*, 7 octobre 1895).

477. Application de la transformation de Legendre à l'équation de Jacobi. — Dans la théorie précédente on fait jouer aux q et aux p des rôles différents; mais il est clair que dans le système canonique

$$(1)\qquad \frac{dq_\nu}{dt}=\frac{\partial H}{\partial p_\nu},\qquad \frac{dp_\nu}{dt}=-\frac{\partial H}{\partial q_\nu}\qquad (\nu=1,2,\ldots,k);$$

les variables p, q jouent un rôle symétrique, puisqu'il suffit de changer H en $-$H pour substituer les p aux q et réciproquement. D'après cela, il est loisible de substituer à l'équation de Jacobi

$$(2)\qquad \frac{\partial V}{\partial t}+H\left(\frac{\partial V}{\partial q_1},\ldots,\frac{\partial V}{\partial q_k},q_1,\ldots,q_k,t\right)=0$$

la suivante

$$(3)\qquad \frac{\partial W}{\partial t}-H\left(p_1,\ldots,p_k,\frac{\partial W}{\partial p_1},\ldots,\frac{\partial W}{\partial p_k},t\right)=0.$$

Si l'on connaît une intégrale complète $W(t, p_1, \ldots, p_k, a_1, \ldots, a_k)$ de cette dernière équation, on posera

$$\frac{\partial W}{\partial a_1} = b_1, \quad \ldots, \quad \frac{\partial W}{\partial a_k} = b_k, \quad q_\nu = \frac{\partial W}{\partial p_\nu} \quad (\nu = 1, 2, \ldots, k),$$

et ces égalités définiront les intégrales générales de (1).

Il est bien facile d'ailleurs de passer de l'équation (2) à l'équation (3), en substituant aux variables q et à la fonction V les nouvelles variables p et la nouvelle fonction W liées aux premières par les égalités

$$(4) \qquad \begin{cases} p_\nu = \dfrac{\partial V}{\partial q_\nu}, \\ W = \displaystyle\sum_{\nu=1}^{\nu=k} q_\nu \frac{\partial V}{\partial q_\nu} - V. \end{cases}$$

En répétant le calcul à l'aide duquel nous avons ramené les équations de Lagrange à la forme canonique, on voit que ces formules entraînent les suivantes :

$$(5) \qquad \begin{cases} q_\nu = \dfrac{\partial W}{\partial p_\nu}, \\ V = \displaystyle\sum_{\nu=1}^{\nu=k} p_\nu \frac{\partial W}{\partial p_\nu} - W, \\ \dfrac{\partial V}{\partial t} = -\dfrac{\partial W}{\partial t}. \end{cases}$$

Le changement de variables (4) transforme donc l'équation (2) en l'équation (3). A une intégrale complète $V(t, q_1, \ldots, q_k, a_1, \ldots, a_k)$ de (2) correspond une intégrale complète $W(t, p_1, \ldots, p_k; a_1, \ldots, a_k)$ de (3), et l'on a les relations

$$\frac{\partial V}{\partial a_\nu} = -\frac{\partial W}{\partial a_\nu}.$$

Les équations $\dfrac{\partial V}{\partial a_\nu} = b_\nu$, $p_\nu = \dfrac{\partial V}{\partial q_\nu}$, $(\nu = 1, 2, \ldots, k)$ entraînent donc bien les équations

$$\frac{\partial W}{\partial a_\nu} = -b_\nu, \quad q_\nu = \frac{\partial W}{\partial p_\nu}.$$

La transformation (4) est appelée *transformation de Legendre*. C'est la plus simple des *transformations de contact*, dont on trouvera la théorie dans l'Ouvrage de M. Goursat : *Sur les équations aux dérivées partielles* (Chap. XI).

III. — THÉORÈME DE POISSON.

478. Généralités sur les équations différentielles. — Considérons les équations différentielles du mouvement sous la forme canonique

$$(1)\qquad \frac{dq_\nu}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_\nu}, \qquad \frac{dp_\nu}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_\nu} \qquad (\nu = 1, 2, \ldots, k).$$

L'intégration de ces équations donne les quantités $q_1, q_2, \ldots, q_k, p_1, p_2, \ldots, p_k$ en fonction de t et de $2k$ constantes arbitraires. On appelle *intégrale première* des équations différentielles du mouvement toute relation de la forme

$$f(q_1, q_2, \ldots, q_k, p_1, p_2, \ldots, p_k, t) = C,$$

qui est vérifiée par un système quelconque de fonctions q_ν et p_ν satisfaisant aux équations (1). En d'autres termes, le premier membre $f(q_1, q_2, \ldots, q_k, p_1, p_2, \ldots, p_k, t)$ de l'intégrale première est une fonction des q_ν, des p_ν et de t, qui reste *constante* pendant toute la durée du mouvement, et cela quelles que soient les conditions initiales. Il est évident que, si $f = C$ est une intégrale, il en est de même de $F(f) = C'$, F étant une fonction de f.

Deux intégrales premières

$$f_1(q_1, q_2, \ldots, q_k, p_1, p_2, \ldots, p_k, t) = C_1, \qquad f_2 = C_2$$

sont dites *distinctes* si l'une des fonctions, f_2 par exemple, n'est pas une fonction de l'autre, c'est-à-dire s'il n'existe pas une relation de la forme

$$f_2 = F(f_1).$$

En général, n intégrales premières

$$(2)\qquad f_1 = C_1, \qquad f_2 = C_2, \qquad \ldots \qquad f_n = C_n,$$

sont distinctes si aucune des fonctions, f_μ par exemple, ne peut s'exprimer en fonction des autres, sous la forme

$$f_\mu = F(f_1, f_2, \ldots, f_{\mu-1}, f_{\mu+1}, \ldots, f_n).$$

Il est évident que, si l'on connaît n intégrales premières, telles que (2), la relation

$$F(f_1, f_2, \ldots, f_n) = C$$

est encore une intégrale première; mais elle n'est pas distincte des intégrales (2).

Lorsqu'on connaît $2k$ intégrales premières distinctes

$$(3) \qquad f_1 = c_1, \quad f_2 = c_2, \quad \ldots, \quad f_{2k} = c_{2k},$$

le système (1) est intégré, car ces $2k$ équations simultanées définissent $q_1, q_2, \ldots, q_k, p_1, p_2, \ldots, p_k$ en fonction de t et de $2k$ constantes arbitraires. Les équations (1) sont intégrées.

Intégrales quelconques. — On dit en général qu'une relation de la forme

$$f(q_1, q_2, \ldots, q_k, p_1, p_2, \ldots, p_k, t, c_1, c_2, \ldots, c_m) = 0$$

est une intégrale des équations (1) si elle est vérifiée identiquement quand on y remplace les q_ν et les p_ν par une solution quelconque de système (1) et les constantes $c_1, c_2, \ldots, c_m$ par des valeurs constantes convenablement choisies.

Quand une intégrale ne contient qu'une constante c_1, on peut la résoudre par rapport à cette constante et l'écrire

$$f_1(q_1, q_2, \ldots, q_k, p_1, p_2, \ldots, p_k, t) = c_1;$$

c'est donc une intégrale première.

479. Conditions pour que $f = C$ soit une intégrale première; parenthèses de Poisson. — Soit

$$f(q_1, q_2, \ldots, q_k, p_1, p_2, \ldots, p_k, t) = C$$

une intégrale première des équations canoniques du mouvement (1). La fonction f restant constante, par hypothèse, quand on y remplace les q_ν et les p_ν par des solutions quelconques des équations (1), la dérivée totale de f par rapport à t doit être nulle:

$$\frac{\partial f}{\partial q_1}\frac{dq_1}{dt} + \frac{\partial f}{\partial q_2}\frac{dq_2}{dt} + \ldots + \frac{\partial f}{\partial q_k}\frac{dq_k}{dt} + \frac{\partial f}{\partial p_1}\frac{dp_1}{dt} + \ldots$$
$$+ \frac{\partial f}{\partial p_k}\frac{dp_k}{dt} + \frac{\partial f}{\partial t} = 0,$$

ou, en remplaçant $\frac{dq_\nu}{dt}$ et $\frac{dp_\nu}{dt}$ par leurs valeurs (1) et écrivant les termes dans un autre ordre,

$$(4)\quad \left\{\begin{aligned} &\frac{\partial f}{\partial q_1}\frac{\partial H}{\partial p_1} - \frac{\partial f}{\partial p_1}\frac{\partial H}{\partial q_1} + \frac{\partial f}{\partial q_2}\frac{\partial H}{\partial p_2} - \frac{\partial f}{\partial p_2}\frac{\partial H}{\partial q_2} + \ldots \\ &\qquad + \frac{\partial f}{\partial q_k}\frac{\partial H}{\partial p_k} - \frac{\partial f}{\partial p_k}\frac{\partial H}{\partial q_k} + \frac{\partial f}{\partial t} = 0. \end{aligned}\right.$$

Cette condition, devant être satisfaisante par toute solution des équations (1), doit être satisfaite *identiquement*, quels que soient $q_1, q_2, \ldots, q_k, p_1, p_2, \ldots, p_k, t$; en effet, cette condition, devant être satisfaite pendant toute la durée du mouvement, doit l'être à un instant quelconque t_0, regardé comme instant initial, et l'on sait qu'à cet instant on peut donner à $q_1, q_2, \ldots, q_k, p_1, p_2, \ldots, p_k$ des valeurs initiales arbitraires; la condition doit donc être satisfaite quand on donne à toutes les variables qui y figurent des valeurs arbitraires; elle est *identiquement* satisfaite.

Parenthèses de Poisson. — Soient φ et ψ deux fonctions quelconques de $q_1, q_2, \ldots, q_k, p_1, p_2, \ldots, p_k$ et t, nous emploierons la notation (φ, ψ) pour désigner l'expression suivante :

$$\begin{aligned}(\varphi, \psi) = &\frac{\partial \varphi}{\partial q_1}\frac{\partial \psi}{\partial p_1} - \frac{\partial \varphi}{\partial p_1}\frac{\partial \psi}{\partial q_1} + \frac{\partial \varphi}{\partial q_2}\frac{\partial \psi}{\partial p_2} - \frac{\partial \varphi}{\partial p_2}\frac{\partial \psi}{\partial q_2} + \ldots \\ &+ \frac{\partial \varphi}{\partial q_k}\frac{\partial \psi}{\partial p_k} - \frac{\partial \varphi}{\partial p_k}\frac{\partial \psi}{\partial q_k},\end{aligned}$$

appelée *parenthèse de Poisson*.

D'après cette notation, la condition pour que $f = C$ soit une intégrale première s'écrit

$$(f, H) + \frac{\partial f}{\partial t} = 0.$$

Voici quelques propriétés de ces parenthèses qui nous seront utiles plus loin.

Si l'une des fonctions φ ou ψ est constante, la parenthèse (φ, ψ) est nulle; si l'on permute φ et ψ ou si l'on change une des fonctions φ ou ψ de signe, la parenthèse change de signe,

$$(\varphi, c) = 0, \qquad (\psi, \varphi) = -(\varphi, \psi), \qquad (\varphi, -\psi) = -(\varphi, \psi).$$

Les fonctions φ et ψ peuvent contenir explicitement la lettre t; en prenant la dérivée partielle de (φ, ψ) par rapport à t, on trouve une expression qu'on peut écrire

$$\frac{\partial(\varphi, \psi)}{\partial t} = \sum \left[\frac{\partial\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)}{\partial q_\nu} \frac{\partial\psi}{\partial p_\nu} - \frac{\partial\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)}{\partial p_\nu} \frac{\partial\psi}{\partial q_\nu} \right]$$
$$+ \sum \left[\frac{\partial\varphi}{\partial q_\nu} \frac{\partial\left(\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)}{\partial p_\nu} - \frac{\partial\varphi}{\partial p_\nu} \frac{\partial\left(\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)}{\partial q_\nu} \right],$$

c'est-à-dire

$$\frac{\partial(\varphi, \psi)}{\partial t} = \left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}, \psi\right) + \left(\varphi, \frac{\partial\psi}{\partial t}\right).$$

480. Identité de Poisson. — Entre les parenthèses de trois fonctions associées deux à deux a lieu une identité remarquable qui nous conduira immédiatement au théorème de Poisson. Pour établir cette identité, nous ferons d'abord la remarque suivante :

Soit f une fonction de $q_1, q_2, \ldots, q_k, p_1, p_2, \ldots, p_k$, pouvant d'ailleurs contenir t, et $A_1, A_2, \ldots, A_{2k}$ des fonctions des mêmes variables; posons

$$(5) \quad \left\{ \begin{aligned} A(f) = A_1 \frac{\partial f}{\partial q_1} + A_2 \frac{\partial f}{\partial q_2} + \ldots + A_k \frac{\partial f}{\partial q_k} + A_{k+1} \frac{\partial f}{\partial p_1} \\ + A_{k+2} \frac{\partial f}{\partial p_2} + \ldots + A_{2k} \frac{\partial f}{\partial p_k}, \end{aligned} \right.$$

$A(f)$ signifiant qu'on effectue sur f l'opération exprimée par le second membre; puis, en appelant $B_1, B_2, \ldots, B_{2k}$ d'autres fonctions des mêmes variables, posons de même

$$(6) \quad B(f) = B_1 \frac{\partial f}{\partial q_1} + \ldots + B_k \frac{\partial f}{\partial q_k} + B_{k+1} \frac{\partial f}{\partial p_1} + \ldots + B_{2k} \frac{\partial f}{\partial p_k}.$$

Considérons ensuite l'expression $A[B(f)]$, obtenue en remplaçant, dans les deux membres de (5), f par $B(f)$, et l'expression $B[A(f)]$, obtenue en remplaçant, dans les deux membres de (6), f par $A(f)$, *la différence* $A[B(f)] - B[A(f)]$ *ne contient pas de dérivées secondes de* f. C'est ce qu'on vérifie immédiatement. Par exemple, dans $A[B(f)]$, les coefficients de $\frac{\partial^2 f}{\partial q_1^2}$ et $\frac{\partial^2 f}{\partial q_1 \partial q_2}$ sont respectivement $A_1 B_1$ et $A_1 B_2 + A_2 B_1$; dans $B[A(f)]$, les coeffi-

cients de $\frac{\partial^2 f}{\partial q_1^2}$ et $\frac{\partial^2 f}{\partial q_1 \partial q_2}$ sont les mêmes; ces dérivées disparaissent donc quand on fait la différence. Il en est de même pour toutes les autres dérivées secondes, par exemple pour $\frac{\partial^2 f}{\partial p_1^2}$, $\frac{\partial^2 f}{\partial p_1 \partial q_1}$, $\frac{\partial^2 f}{\partial p_1 \partial p_2}$, etc.

Ceci posé, soient f, φ, ψ trois fonctions quelconques de q_1, $q_2, \ldots, q_k, p_1, p_2, \ldots, p_k, t$. Formons les parenthèses

$$f_1 = (\varphi, \psi), \qquad \varphi_1 = (\psi, f), \qquad \psi_1 = (f, \varphi),$$

où l'on permute circulairement les lettres f, φ, ψ. *On a identiquement*

$$(f, f_1) + (\varphi, \varphi_1) + (\psi, \psi_1) = 0,$$

c'est-à-dire

$$(7) \qquad (f, (\varphi, \psi)) + (\varphi, (\psi, f)) + (\psi, (f, \varphi)) = 0.$$

C'est là l'identité indiquée par Poisson. On peut la vérifier par un calcul direct; on abrège le calcul par la remarque suivante, que nous empruntons à M. Goursat (*Leçons sur l'intégration des équations aux dérivées partielles du premier ordre*, p. 132; 1891). Chaque terme du premier membre de l'identité (7) à démontrer est le produit d'une dérivée du second ordre par deux dérivées du premier ordre; il suffit donc de prouver que ce premier membre ne contient aucune dérivée du second ordre. Nous allons montrer, par exemple, qu'il ne contient pas de dérivées secondes de f, c'est-à-dire que tous les termes renfermant des dérivées du deuxième ordre de f disparaissent. Les termes renfermant des dérivées secondes de f proviennent tous de

$$(\varphi, \varphi_1) + (\psi, \psi_1),$$

c'est-à-dire

$$(\varphi, (\psi, f)) + (\psi, (f, \varphi)),$$

qui peut encore s'écrire

$$(8) \qquad (\varphi, (\psi, f)) - (\psi, (\varphi, f)).$$

Nous pouvons alors poser

$$(\varphi, f) = A(f), \qquad (\psi, f) = B(f),$$

puisque ces deux expressions sont linéaires par rapport aux dérivées de f; l'expression précédente (8) s'écrit avec cette notation

$$A[B(f)] - B[A(f)];$$

elle ne contient donc pas, d'après ce que nous avons vu plus haut, de dérivées secondes de f.

L'identité de Poisson étant ainsi établie, on en conclut facilement le théorème découvert par Poisson, dont Jacobi a fait ressortir toute l'importance.

481. Théorème de Poisson. — *Si*

$$\varphi(q_1, q_2, \ldots, q_k, p_1, p_2, \ldots, p_k, t) = a,$$
$$\psi(q_1, q_2, \ldots, q_k, p_1, p_2, \ldots, p_k, t) = b$$

sont deux intégrales premières des équations du mouvement,

$$(\varphi, \psi) = c$$

en est une troisième. Puisque $\varphi = a$ et $\psi = b$ sont des intégrales premières, on a identiquement

$$(9) \qquad (\varphi, H) + \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0, \qquad (\psi, H) + \frac{\partial \psi}{\partial t} = 0.$$

Il faut montrer qu'alors $(\varphi, \psi) = c$ est encore une intégrale, c'est-à-dire que les deux identités (9) entraînent la suivante :

$$((\varphi, \psi), H) + \frac{\partial(\varphi, \psi)}{\partial t} = 0.$$

En effet, d'après l'identité de Poisson appliquée aux trois fonctions H, φ, ψ, on a

$$(H, (\varphi, \psi)) + (\varphi, (\psi, H)) + (\psi, (H, \varphi)) \equiv 0,$$

c'est-à-dire, d'après les identités admises (9) et en se reportant aux propriétés des parenthèses,

$$(H, (\varphi, \psi)) - \left(\varphi, \frac{\partial \psi}{\partial t}\right) - \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}, \psi\right) = 0,$$

ou encore

$$((\varphi, \psi), H) + \frac{\partial(\varphi, \psi)}{\partial t} = 0,$$

qui démontre que $(\varphi, \psi) = c$ est une intégrale.

Il semblerait, d'après cela, qu'il suffirait de connaître deux intégrales des équations du mouvement pour pouvoir achever l'intégration, puisque de deux intégrales on en déduit une troisième; en combinant cette nouvelle intégrale avec une des premières, on en aurait une quatrième, et ainsi de suite. Mais il peut arriver que (φ, ψ) se réduise identiquement à une constante ou à une fonction des intégrales déjà obtenues. Il en résulte que, dans la pratique, le théorème, sans être en défaut, n'a pas toute l'importance qu'on pourrait lui attribuer d'après son énoncé.

482. Cas où H ne contient pas t. Remarque sur l'intégrale des forces vives. — Si H ne contient pas t, ce qui a lieu en particulier quand les liaisons sont indépendantes du temps et qu'il y a une fonction de forces $U(q_1, q_2, \ldots, q_k)$, les équations canoniques admettent l'intégrale première

$$H = h,$$

qui, dans le cas particulier que nous venons d'indiquer, coïncide avec l'intégrale des forces vives. Soit alors

$$\varphi(q_1, q_2, \ldots, q_k, p_1, p_2, \ldots, p_k, t) = a$$

une deuxième intégrale première. D'après le théorème de Poisson

$$(H, \varphi) = c \tag{10}$$

est encore une intégrale première. Mais $\varphi = a$ étant une intégrale, on a identiquement

$$(\varphi, H) + \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0;$$

l'intégrale (10) s'écrit alors

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = c.$$

Ainsi quand H *ne contient pas* t, *si* $\varphi = a$ *est une intégrale,* $\frac{\partial \varphi}{\partial t} = c$ *en est une deuxième ; de même* $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = c'$ *en est une autre,* etc.

Dans le cas où φ ne contiendrait pas t, on aurait identiquement

$$(\varphi, H) = 0.$$

Le théorème de Poisson, appliqué à l'intégrale des forces vives $H = h$ combinée avec une autre intégrale $\varphi = a$, *ne contenant pas t* conduit donc à une simple identité $(\varphi, H) \equiv 0$.

Nous renverrons pour plus de détails aux *Leçons* de Jacobi, et à l'Ouvrage de M. Goursat : *Sur l'intégration des équations aux dérivées partielles*.

Au point de vue de la Mécanique, on consultera avec fruit un Mémoire de M. Francesco Siacci (*Reale Accademia dei Lincei*, 1881-1882).

483. Exemple. — Prenons un exemple tout à fait élémentaire, en considérant le mouvement d'un point libre de masse 1 attiré par l'origine O proportionnellement à la distance. Alors, x, y, z désignant les coordonnées rectangulaires du point, on a

$$T = \frac{1}{2}(x'^2 + y'^2 + z'^2), \qquad U = -\frac{\mu^2}{2}(x^2 + y^2 + z^2).$$

Ces coordonnées étant appelées q_1, q_2, q_3, on a

$$p_1 = \frac{\partial T}{\partial x'} = x', \qquad p_2 = y', \qquad p_3 = z',$$

$$H = T - U = \frac{1}{2}(p_1^2 + p_2^2 + p_3^2) + \frac{\mu^2}{2}(q_1^2 + q_2^2 + q_3^2).$$

Les équations du mouvement sous forme canonique sont

$$\frac{dq_1}{dt} = p_1, \qquad \frac{dq_2}{dt} = p_2, \qquad \frac{dq_3}{dt} = p_3,$$

$$\frac{dp_1}{dt} = -\mu^2 q_1, \qquad \frac{dp_2}{dt} = -\mu^2 q_2, \qquad \frac{dp_3}{dt} = -\mu^2 q_3.$$

I. On a d'abord deux intégrales premières en appliquant le théorème des aires à la projection du mouvement sur deux plans coordonnés : ces intégrales sont

$$(11) \qquad p_3 q_1 - q_3 p_1 = c_2, \qquad p_2 q_3 - q_2 p_3 = c_1.$$

Appliquons le théorème de Poisson : en appelant φ et ψ les premiers membres de ces deux équations, la relation

$$(\varphi, \psi) = c_3,$$

c'est-à-dire, en détaillant,

$$(12) \qquad \frac{\partial\varphi}{\partial q_1}\frac{\partial\psi}{\partial p_1} - \frac{\partial\varphi}{\partial p_1}\frac{\partial\psi}{\partial q_1} + \frac{\partial\varphi}{\partial q_2}\frac{\partial\psi}{\partial p_2} - \frac{\partial\varphi}{\partial p_2}\frac{\partial\psi}{\partial q_2} + \frac{\partial\varphi}{\partial q_3}\frac{\partial\psi}{\partial p_3} - \frac{\partial\varphi}{\partial p_3}\frac{\partial\psi}{\partial q_3} = c_3,$$

est une nouvelle intégrale. En faisant le calcul, on a immédiatement

$$p_1 q_2 - q_1 p_2 = c_3; \tag{13}$$

c'est bien une nouvelle intégrale qui exprime que le théorème des aires s'applique à la projection du mouvement sur le troisième plan coordonné. En continuant à appliquer le théorème de Poisson à cette nouvelle intégrale combinée avec l'une des deux précédentes, on retrouvera l'autre. Ce théorème ne donne plus d'intégrales nouvelles.

II. Les équations du mouvement admettent l'intégrale première

$$p_1^2 + \mu^2 q_1^2 = a_1, \tag{14}$$

facile à vérifier. Combinons-la avec une des intégrales des aires, par exemple avec l'équation (13).

En égalant à une constante la parenthèse (12) formée avec les deux premiers membres de ces dernières intégrales (13) et (14), on a

$$p_1 p_2 + \mu^2 q_1 q_2 = b_1, \tag{15}$$

intégrale nouvelle. Combinons-la avec l'intégrale des aires (13), nous avons

$$p_2^2 + \mu^2 q_2^2 - (p_1^2 + \mu^2 q_1^2) = \text{const.},$$

c'est-à-dire, en tenant compte de (14),

$$p_2^2 + \mu^2 q_2^2 = a_2.$$

Cette intégrale n'est pas nouvelle; elle est une conséquence des précédentes, comme le montre l'identité

$$(p_1^2 + \mu^2 q_1^2)(p_2^2 + \mu^2 q_2^2) = (p_1 p_2 + \mu^2 q_1 q_2)^2 + \mu^2 (q_1 p_2 - p_1 q_2)^2.$$

Les équations (13), (14) et (15) entraînent donc l'intégrale a_2.

Les cinq intégrales (11), (13), (14), (15) étant distinctes, on ne peut pas, en égalant à des constantes les parenthèses de Poisson formées avec ces intégrales associées deux à deux, obtenir une sixième intégrale distincte. En effet, toutes les nouvelles intégrales ainsi formées sont indépendantes de t, et il ne peut y avoir que cinq intégrales distinctes ne contenant pas t; car, s'il en existait six, elles donneraient, pour les six variables $q_1, q_2, q_3, p_1, p_2, p_3$, des valeurs *constantes*.

Voyons maintenant quel parti on pourra tirer d'une intégrale contenant t.

III. En se reportant aux équations du mouvement, on constate facilement qu'elles admettent l'intégrale première

$$\mu q_3 \cos \mu t - p_3 \sin \mu t = g_3 \tag{16}$$

contenant le temps. Nous allons appliquer le théorème de Poisson à cette intégrale associée successivement aux deux intégrales des aires (11). Nous obtenons ainsi les deux intégrales nouvelles

$$(17)\qquad \begin{cases} \mu q_1 \cos\mu t - p_1 \sin\mu t = g_1, \\ \mu q_2 \cos\mu t - p_2 \sin\mu t = g_2. \end{cases}$$

Les six intégrales (11), (13), (16) et (17) ainsi formées ne sont encore pas distinctes; on vérifie, en effet, que l'on a identiquement

$$c_1 g_1 + c_2 g_2 + c_3 g_3 = 0.$$

Ces six intégrales se réduisent donc à cinq.

Mais actuellement nous en trouverons une sixième en appliquant la remarque du n° **482**. La fonction H ne contenant pas explicitement t, si $\varphi = a$ est une intégrale, $\frac{\partial\varphi}{\partial t} = b$ en est une aussi. Donc de l'intégrale (16) on déduit immédiatement

$$(18)\qquad \mu q_3 \sin\mu t + p_3 \cos\mu t = f_3,$$

intégrale qui, associée aux cinq précédentes, résout le problème.

On pourrait aussi, des intégrales (17), déduire de même les suivantes :

$$(19)\qquad \begin{cases} \mu q_1 \sin\mu t + p_1 \cos\mu t = f_1, \\ \mu q_2 \sin\mu t + p_2 \cos\mu t = f_2. \end{cases}$$

Les six intégrales (16), (17), (18) et (19) donnent finalement les six inconnues en fonction du temps et des six constantes $g_1, g_2, g_3, f_1, f_2, f_3$:

$$\begin{aligned} \mu q_1 &= g_1 \cos\mu t + f_1 \sin\mu t, \\ p_1 &= f_1 \cos\mu t - g_1 \sin\mu t, \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \end{aligned}$$

avec des formules analogues pour q_2, p_2 et q_3, p_3. Ce sont bien les intégrales que l'on obtient immédiatement en intégrant les équations du mouvement.

IV. — PRINCIPE D'HAMILTON. PRINCIPE DE LA MOINDRE ACTION.

484. Principe d'Hamilton. — Nous avons vu, dans le Chapitre précédent, que, dans le mouvement d'un système à liaisons sans frottement, on a, à chaque instant t,

$$(1)\qquad \begin{cases} \sum\left[\left(-m\frac{d^2x}{dt^2} + X\right)\delta x \right. \\ \qquad \left. + \left(-m\frac{d^2y}{dt^2} + Y\right)\delta y + \left(-m\frac{d^2z}{dt^2} + Z\right)\delta z\right] = 0 \end{cases}$$

pour tous les déplacements virtuels δx, δy, δz compatibles avec les liaisons à cet instant. On peut énoncer ce fait sous la forme suivante qui constitue le principe d'Hamilton.

Donnons-nous les positions P_0 et P_1 du système aux instants t_0 et t_1; dans le mouvement naturel du système de P_0 en P_1, sous l'action des forces et des liaisons données, les coordonnées x, y, z des différents points du système sont des fonctions du temps qui satisfont aux équations de liaison et qui prennent des valeurs données d'avance aux instants t_0 et t_1. Soient $x+\delta x$, $y+\delta y$, $z+\delta z$ des fonctions quelconques de t infiniment voisines des fonctions x, y, z qui correspondent au mouvement naturel, ces nouvelles fonctions satisfaisant également aux équations de liaison et prenant aux instants t_0 et t_1 les mêmes valeurs que x, y, z; de cette façon, δx, δy, δz sont des fonctions de t infiniment petites, s'annulant aux instants t_0 et t_1 et définissant, dans l'intervalle, des déplacements compatibles avec les liaisons. Désignons par $T=\frac{1}{2}\Sigma m(x'^2+y'^2+z'^2)$ la demi-force vive du système dans le mouvement naturel ou réel du système, et δT la variation que subit cette force vive quand x, y, z subissent les variations δx, δy, δz définies plus haut. Le principe d'Hamilton consiste en ce que l'intégrale

$$\delta\mathfrak{I}=\int_{t_0}^{t_1}[\delta T+\Sigma(X\,\delta x+Y\,\delta y+Z\,\delta z)]\,dt,$$

est égale à zéro, pour tous les systèmes de valeurs des δx, δy, δz satisfaisant aux conditions indiquées : la somme Σ figurant sous le signe $\int$ est étendue à toutes les forces données autres que les forces de liaison. Pour démontrer que $\delta\mathfrak{I}$ est nul, remarquons que δT est égal à

$$\Sigma\, m(x'\,\delta x'+y'\,\delta y'+z'\,\delta z').$$

Or, on a

$$\int_{t_0}^{t_1} m x'\,\delta x'\,dt=\int_{t_0}^{t_1} m\frac{dx}{dt}\,\delta\frac{dx}{dt}\,dt=\int_{t_0}^{t_1} m\frac{dx}{dt}\,d\,\delta x,$$

car $\delta\frac{dx}{dt}$ est égal à $\frac{d\,\delta x}{dt}$. En intégrant par parties, on peut écrire cette dernière intégrale

$$\left|m\frac{dx}{dt}\,\delta x\right|_{t_0}^{t_1}-\int_{t_0}^{t_1} m\frac{d^2x}{dt^2}\,\delta x\,dt,$$

où la partie intégrée est nulle car δx s'annule aux limites. On transformera de même chaque terme de l'intégrale $\int\delta T\,dt$ et l'on trouvera finalement

$$\delta\mathfrak{I}=\int_{t_0}^{t_1}\Sigma\left[\left(X-m\frac{d^2x}{dt^2}\right)\delta x+\left(Y-m\frac{d^2y}{dt^2}\right)\delta y+\left(Z-m\frac{d^2z}{dt^2}\right)\delta z\right]dt,$$

c'est-à-dire $\delta\mathfrak{J} = 0$, comme il résulte de l'équation (1) qui est applicable puisque δx, δy, δz sont des déplacements compatibles avec les liaisons qui ont lieu au temps t.

485. Équations de Lagrange déduites du principe d'Hamilton. — Le principe d'Hamilton fournit un moyen simple d'établir les équations de Lagrange. Supposons que la position du système dépende de k paramètres indépendants $q_1, q_2, \ldots, q_k$. Dans le mouvement réel du système q_1, $q_2, \ldots, q_k$ sont des fonctions de t qui prennent des valeurs données pour $t = t_0$ et $t = t_1$ puisque les positions P_0 et P_1 du système à ces instants sont supposées données. Pour faire subir à chaque instant au système un déplacement compatible avec les liaisons, défini par les variations δx, δy, δz des coordonnées nulles aux instants t_0 et t_1, il suffit de faire subir à q_1, $q_2, \ldots, q_k$ des variations *arbitraires*, $\delta q_1, \delta q_2, \ldots, \delta q_k$ nulles aux mêmes instants.

Alors la somme $\Sigma(X\,\delta x + Y\,\delta y + Z\,\delta z)$ prend la forme

$$Q_1\,\delta q_1 + Q_2\,\delta q_2 + \ldots + Q_k\,\delta q_k$$

(n° **444**); en outre T est une fonction de $q_1, q_2, \ldots, q_k; q'_1, q'_2, \ldots, q'_k$ et t. Donc, d'après le principe d'Hamilton, si $q_1, q_2, \ldots, q_k$ sont les fonctions de t correspondant au mouvement naturel ou réel du système, l'expression

$$\delta\mathfrak{J} = \int_{t_0}^{t_1} (\delta T + Q_1\,\delta q_1 + Q_2\,\delta q_2 + \ldots + Q_k\,\delta q_k)\,dt$$

est nulle quels que soient $\delta q_1, \delta q_2, \ldots, \delta q_k$. Or, on a, à chaque instant t,

$$\delta T = \frac{\partial T}{\partial q_1}\,\delta q_1 + \ldots + \frac{\partial T}{\partial q_k}\,\delta q_k + \frac{\partial T}{\partial q'_1}\,\delta q'_1 + \ldots + \frac{\partial T}{\partial q'_k}\,\delta q'_k.$$

Portons cette valeur dans $\delta\mathfrak{J}$, puis transformons, par l'intégration par parties, les termes en $\delta q'_1, \delta q'_2, \ldots, \delta q'_k$. Nous avons, par exemple,

$$\int_{t_0}^{t_1} \frac{\partial T}{\partial q'_1}\,\delta q'_1\,dt = \int_{t_0}^{t_1} \frac{\partial T}{\partial q'_1}\,d\,\delta q_1 = \left|\frac{\partial T}{\partial q'_1}\,\delta q_1\right|_{t_0}^{t_1} - \int_{t_0}^{t_1} \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial q'_1}\right)\delta q_1\,dt,$$

où l'on remarque que $\delta q'_1 = \delta\dfrac{dq_1}{dt} = \dfrac{d\,\delta q_1}{dt}$. La partie intégrée est nulle, car δq_1 s'annule aux limites. Faisant la même transformation pour tous les termes en $\delta q'_\nu$, on a

$$\delta\mathfrak{J} = \int_{t_0}^{t_1} \left\{\left[Q_1 + \frac{\partial T}{\partial q_1} - \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial q'_1}\right)\right]\delta q_1 + \ldots\right\} dt,$$

où l'on n'a écrit que le terme en δq_1, les termes suivants s'obtenant par permutation des indices. Cette expression $\delta\mathfrak{J}$ devant être nulle quelles que

soient les valeurs de $\delta q_1, \delta q_2, \ldots, \delta q_k$ en fonction de t, il faut que les coefficients de ces variations soient tous *nuls* sous le signe $\int$. En les égalant à zéro, on obtient les équations du mouvement sous la forme donnée par Lagrange.

486. Cas particulier où les composantes suivant les axes des forces appliquées sont les dérivées partielles d'une fonction U des coordonnées et du temps. — Dans cette hypothèse la somme des travaux virtuels $\Sigma(X\,\delta x + Y\,\delta y + Z\,\delta z)$ est la différentielle totale δU de la fonction U prise en regardant t comme une constante. On a alors

$$\delta \mathfrak{J} = \int_{t_0}^{t_1} (\delta T + \delta U)\,dt = \delta \int_{t_0}^{t_1} (T + U)\,dt.$$

Le principe d'Hamilton s'énonce alors sous une forme élégante. *Si l'on se donne les positions du système aux instants t_0 et t_1, la variation que subit l'intégrale*

$$\mathfrak{J} = \int_{t_0}^{t_1} (T + U)\,dt,$$

quand on passe du mouvement naturel à tout mouvement infiniment voisin compatible avec les liaisons est nulle. On trouve donc le mouvement naturel en cherchant quel est le mouvement compatible avec les liaisons pour lequel l'intégrale $\mathfrak{J}$ est *maximum* ou *minimum*, car pour trouver ce mouvement, il faut précisément égaler à zéro la variation de $\mathfrak{J}$. Cela ne veut pas dire que le mouvement naturel rende nécessairement l'intégrale $\mathfrak{J}$ maximum ou minimum. M. Darboux a montré que, si U ne contient pas t, l'intégrale $\mathfrak{J}$ est minimum pour le mouvement naturel à condition que $t_1 - t_0$ soit suffisamment petit (*Leçons sur la théorie générale des surfaces*, t. II).

487. Principe de la moindre action. — Ce principe, moins général que le principe d'Hamilton, s'applique au mouvement d'un système assujetti à des liaisons indépendantes du temps et soumis à des forces dérivant d'une fonction des forces U. Le principe de la moindre action exprime une propriété géométrique indépendante de la notion du temps.

Soit T la demi-force vive du système; en appliquant au mouvement le théorème des forces vives, on a, puisque les liaisons sont indépendantes du temps et que U ne contient pas t,

$$d\frac{\Sigma m v^2}{2} = dU, \qquad \frac{\Sigma m v^2}{2} = U + h.$$

La position du système dépend de k paramètres géométriques indépendants $q_1, q_2, \ldots, q_k$, de sorte que les coordonnées d'un point quelconque

x, y, z du système s'expriment par des fonctions de ces paramètres ne contenant pas t.

$$x = \varphi(q_1, q_2, \ldots, q_k), \quad y = \psi(q_1, q_2, \ldots, q_k), \quad z = \varpi(q_1, q_2, \ldots, q_k).$$

Pour obtenir un déplacement infiniment petit du système il suffit de faire varier ces paramètres de $dq_1, dq_2, \ldots, dq_k$; alors x, y, z subissent des accroissements dx, dy, dz; posons

$$dS^2 = \Sigma\, m(dx^2 + dy^2 + dz^2).$$

la somme étant étendue à tous les points du système. En y remplaçant dx, dy, dz par leurs expressions en fonction de $dq_1, dq_2, \ldots, dq_k$ on trouve pour dS^2 une forme quadratique de ces différentielles

$$dS^2 = \Sigma\, a_{ij}\, dq_i\, dq_j \qquad (a_{ij} = a_{ji}),$$

les coefficients a_{ij} étant fonctions de $q_1, q_2, \ldots, q_k$. La force vive $\Sigma\, mv^2$ est alors $\frac{dS^2}{dt^2}$ et l'intégrale des forces vives s'écrit

$$\frac{dS}{dt} = \sqrt{2U + 2h}.$$

Nous supposons, dans la suite, que la constante des forces vives h a une valeur déterminée.

Considérons alors deux positions P_0 et P_1 du système correspondant aux valeurs $(q_1)_0, (q_2)_0, \ldots, (q_k)_0$ et $(q_1)_1, (q_2)_1, \ldots, (q_k)_1$ des paramètres. Au point de vue purement géométrique, on peut amener le système d'une position à l'autre d'une infinité de manières : pour avoir l'une de ces manières il suffit d'exprimer $q_1, q_2, \ldots, q_k$ en fonctions continues d'un paramètre λ

$$(2) \qquad q_1 = f_1(\lambda), \qquad q_2 = f_2(\lambda), \qquad \ldots, \qquad q_k = f_k(\lambda),$$

de telle façon que pour $\lambda = \lambda_0$, les paramètres prennent les valeurs $(q_1)_0, \ldots, (q_k)_0$ correspondant à la position P_0 et que pour $\lambda = \lambda_1$ ils prennent les valeurs $(q_1)_1, (q_2)_2, \ldots, (q_k)_1$ correspondant à P_1. Alors λ variant d'une manière continue de λ_0 à λ_1 le système passera d'une manière continue de la première position à la seconde. A chaque choix des fonctions $f_1, f_2, \ldots, f_k$ correspondra ainsi une façon d'amener le système de la position P_0 à la position P_1.

En employant un langage géométrique, nous regarderons $q_1, q_2, \ldots, q_k$ comme les coordonnées d'un point dans un espace à k dimensions : les positions P_0 et P_1 correspondent alors à deux points de cet espace, de coordonnées $(q_1)_0, (q_2)_0, \ldots, (q_k)_0$ et $(q_1)_1, (q_2)_1, \ldots, (q_k)_1$: la succession des points définis par les relations (2), quand λ varie de λ_0 à λ_1, constitue une courbe C joignant les deux points P_0 et P_1. On appelle alors

action de P_0 à P_1 le long de la courbe C l'intégrale

$$\mathcal{A} = \int_{(P_0)}^{(P_1)} \sqrt{2U+2h}\, dS$$

prise le long de cette courbe. Appelons $\dot{q}_1, \dot{q}_2, \ldots, \dot{q}_k$ les dérivées premières de $q_1, q_2, \ldots, q_k$ par rapport à λ, en indiquant la dérivation relative à λ par un point placé au-dessus des q; alors, le long de la courbe C, on aura, puisque le long de cette courbe $q_1, q_2, \ldots, q_k$ sont fonctions de λ,

$$dS = \sqrt{\Sigma a_{ij}\, dq_i\, dq_j} = \sqrt{\Sigma a_{ij}\dot{q}_i\dot{q}_j}\, d\lambda,$$

car $dq_i = \dot{q}_i\, d\lambda$, etc. Nous appellerons Θ la forme quadratique

$$\Theta = \frac{1}{2}\sum a_{i,j}\dot{q}_i\dot{q}_j = \frac{1}{2}\frac{dS^2}{d\lambda^2}.$$

Alors

$$\mathcal{A} = \int_{\lambda_0}^{\lambda_1} \sqrt{2U+2h}\,\sqrt{2\Theta}\, d\lambda.$$

Pour chaque courbe joignant les deux points P_0 et P_1, c'est-à-dire pour un choix déterminé des fonctions $f_1, f_2, \ldots, f_k$, cette action a une valeur déterminée. Le principe de la moindre action consiste en ce que, *si l'on cherche la courbe* C *par laquelle il faut joindre les deux points pour que* $\mathcal{A}$ *soit un minimum, on trouve que cette courbe doit être une des trajectoires que suit naturellement le système quand on le lance de* P_0 *de telle façon qu'il atteigne* P_1, *la constante des forces vives étant* h. Dans cet énoncé nous appelons trajectoire (dans l'espace à k dimensions) la courbe définie par la succession des valeurs de $q_1, q_2, \ldots, q_k$ correspondant au mouvement réel du système sous l'action des forces données dérivant de U.

Pour trouver les expressions de $q_1, q_2, \ldots, q_k$ en fonction de λ rendant $\mathcal{A}$ minimum, il faut écrire que la variation $\delta\mathcal{A}$ de l'intégrale est nulle quand $q_1, q_2, \ldots, q_k$ subissent des variations infiniment petites $\delta q_1, \delta q_2, \ldots, \delta q_k$, qui sont des fonctions arbitraires de λ, assujetties à s'annuler aux limites λ_0 et λ_1 : cette dernière condition résulte de ce que les valeurs de $q_1, q_2, \ldots, q_k$ pour $\lambda = \lambda_0$ et $\lambda = \lambda_1$ sont données à l'avance. Quand q_1 varie de δq_1, sa dérivée $\dot{q}_1$ par rapport à λ varie de $\delta\dot{q}_1$; on a donc

$$\delta\mathcal{A} = \int_{\lambda_0}^{\lambda_1} \left[\frac{\sqrt{2\Theta}}{\sqrt{2U+2h}}\frac{\partial U}{\partial q_1}\delta q_1 + \frac{\sqrt{2U+2h}}{\sqrt{2\Theta}}\left(\frac{\partial\Theta}{\partial q_1}\delta q_1 + \frac{\partial\Theta}{\partial\dot{q}_1}\delta\dot{q}_1\right) + \ldots\right] d\lambda,$$

où nous n'écrivons que les termes provenant de la variation de q_1; les termes suivants s'obtiendraient en mettant successivement 2, 3, ..., k à

la place de l'indice 1. Transformons par l'intégration par parties les termes en $\delta\dot{q}_1$, $\delta\dot{q}_2$, ... On a

$$\delta\dot{q}_1 = \delta\frac{dq_1}{d\lambda} = \frac{d\delta q_1}{d\lambda}, \qquad \delta\dot{q}_1\, d\lambda = d\,\delta q_1.$$

La partie de l'intégrale contenant $\delta\dot{q}_1$ s'écrit donc

$$\int^{\lambda_1} \frac{\sqrt{2U+2h}}{\sqrt{2\Theta}}\frac{\partial\Theta}{\partial\dot{q}_1}\, d\,\delta q_1 = \left|\frac{\sqrt{2U+2h}}{\sqrt{2\Theta}}\frac{\partial\Theta}{\partial\dot{q}_1}\,\delta q_1\right|_{\lambda_0}^{\lambda_1} - \int_{\lambda_0}^{\lambda_1} d\left(\frac{\sqrt{2U+2h}}{\sqrt{2\Theta}}\frac{\partial\Theta}{\partial\dot{q}_1}\right)\delta q_1.$$

La partie intégrée est nulle aux limites, car δq_1 s'annule aux limites. On transformera de même les autres termes et l'on aura

$$= \int_{\lambda_0}^{\lambda_1}\left[\frac{\sqrt{2\Theta}}{\sqrt{2U+2h}}\frac{\partial U}{\partial q_1}\,d\lambda + \frac{\sqrt{2U+2h}}{\sqrt{2\Theta}}\frac{\partial\Theta}{\partial q_1}\,d\lambda - d\left(\frac{\sqrt{2U+2h}}{\sqrt{2\Theta}}\frac{\partial\Theta}{\partial\dot{q}_1}\right)\right]\delta q_1 + \ldots,$$

où nous n'écrivons que les termes contenant δq_1 en facteur. Pour que l'intégrale $\mathcal{A}$ soit minimum, il faut que $\delta\mathcal{A}$ soit nul, quelles que soient les fonctions infiniment petites δq_1, δq_2, ..., δq_k. Il faut donc que, sous le signe $\int$, les coefficients de ces variations soient nuls séparément. On a ainsi, pour déterminer la courbe rendant l'intégrale minimum, les k équations suivantes, dont nous n'écrivons que la première :

$$(3)\qquad \frac{\sqrt{2\Theta}}{\sqrt{2U+2h}}\frac{\partial U}{\partial q_1}\,d\lambda + \frac{\sqrt{2U+2h}}{\sqrt{2\Theta}}\frac{\partial\Theta}{\partial q_1}\,d\lambda - d\left(\frac{\sqrt{2U+2h}}{\sqrt{2\Theta}}\frac{\partial\Theta}{\partial\dot{q}_1}\right) = 0.$$

.....

.....

Ces équations, différentielles du second ordre, définissent q_1, q_2, ..., q_k en fonction de λ : il faudra déterminer les constantes arbitraires introduites par l'intégration en écrivant que pour $\lambda = \lambda_0$, $q_1, q_2, \ldots, q_k$ prennent les valeurs données $(q_1)_0, \ldots, (q_k)_0$, et que, pour $\lambda = \lambda_1$, ces paramètres prennent les valeurs données $(q_1)_1 \ldots, (q_k)_1$. Mais il est maintenant aisé de voir que ces équations (3) définissent précisément les trajectoires du système dans son mouvement naturel : nous allons montrer, en effet, que, par un changement de variable indépendante, elles se ramènent aux équations du mouvement sous la forme de Lagrange. Remplaçons λ par une autre variable t définie par la relation

$$(4)\qquad dt = \frac{\sqrt{2\Theta}}{\sqrt{2U+2h}}\,d\lambda,$$

et appelons q'_1, q'_2, ..., q'_k les dérivées de q_1, q_2, ..., q_k prises par rap-

port à t. Posons en outre

$$T = \frac{1}{2}\frac{dS^2}{dt^2} = \frac{1}{2}\sum a_{i,j} q'_i q'_j \qquad \left(q'_i = \frac{dq_i}{dt}\right)$$

et rappelons que

$$\Theta = \frac{1}{2}\frac{dS^2}{d\lambda^2} = \frac{1}{2}\sum a_{i,j} \dot{q}_i \dot{q}_j \qquad \left(\dot{q}_i = \frac{dq_i}{d\lambda}\right).$$

Nous aurons évidemment

$$(5) \qquad \frac{\partial\Theta}{\partial q_1} = \frac{\partial T}{\partial q_1}\left(\frac{dt}{d\lambda}\right)^2, \qquad \frac{\partial\Theta}{\partial \dot{q}_1} = \frac{\partial T}{\partial q'_1}\frac{dt}{d\lambda},$$

comme on le voit en calculant ces expressions et remarquant que $\dot{q}_i = q'_i \frac{dt}{d\lambda}$. Les équations (3) deviennent alors, en y faisant les substitutions (5) et remplaçant ensuite $d\lambda$ par sa valeur (4) $\frac{\sqrt{2U+2h}}{\sqrt{2\Theta}}\,dt$,

$$(6) \qquad \left\{ \begin{array}{l} \dfrac{\partial U}{\partial q_1}\,dt + \dfrac{\partial T}{\partial q_1}\,dt - d\left(\dfrac{\partial T}{\partial q'_1}\right) = 0. \\ \dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots \end{array} \right.$$

Ce sont précisément les équations de Lagrange. En outre, l'équation (4) montre que h est la constante des forces vives, car, Θ étant égal à $\frac{1}{2}\frac{dS^2}{d\lambda^2}$, on a $\sqrt{2\Theta}\,d\lambda = dS$, et cette équation (4) donne

$$\frac{dS}{dt} = \sqrt{2(U+h)}, \qquad \text{ou} \qquad T = U + h,$$

qui est bien l'intégrale des forces vives.

Le théorème est donc démontré : la courbe rendant l'action minimum de P_0 en P_1 est une des trajectoires naturelles joignant ces deux points, la constante des forces vives étant h; d'une manière générale, on trouve ces trajectoires en écrivant $\delta\mathcal{L} = 0$.

488. Problème des géodésiques. — Si la fonction de forces U est nulle, c'est-à-dire si le système n'est sollicité par aucune force, on dit que les trajectoires sont des *géodésiques*, par extension du nom donné aux courbes que décrit, sur une surface polie, un point auquel n'est appliquée aucune force. Dans ce cas, l'on obtient les trajectoires en cherchant les courbes rendant minimum l'intégrale

$$\mathcal{L} = \int_{(P_0)}^{(P_1)} dS = \int_{(P_0)}^{(P_1)} \sqrt{\Sigma\, a_{ij}\, dq_i\, dq_j}.$$

La recherche du mouvement d'un système à liaisons indépendantes du temps sous l'action de forces dérivant d'une fonction de forces U, *peut se ramener à un problème de géodésiques.* En effet, on obtient les trajectoires de ce mouvement en cherchant à rendre minimum l'intégrale

$$\mathcal{L} = \int_{(P_0)}^{(P_1)} \sqrt{2U + 2h}\sqrt{\Sigma a_{ij}\,dq_i\,dq_j}.$$

La fonction U est une fonction de $q_1, q_2, \ldots, q_k$. Considérons la forme quadratique des différentielles dq_i

$$dS_1^2 = (2U + 2h)\,\Sigma a_{ij}\,dq_i\,dq_j = \Sigma b_{ij}\,dq_i\,dq_j;$$

on sera ramené à chercher le minimum de l'intégrale

$$\int_{(P_0)}^{(P_1)} dS_1 = \int_{(P_0)}^{(P_1)} \sqrt{\Sigma b_{ij}\,dq_i\,dq_j},$$

ce qui est un problème de géodésiques.

489. Calcul de l'action le long d'une trajectoire. — D'après le théorème de Jacobi appliqué au cas actuel (liaisons indépendantes du temps et existence d'une fonction des forces U), il suffit pour obtenir les trajectoires de connaître une intégrale complète W de l'équation

$$H\left(\frac{\partial W}{\partial q_1}, \frac{\partial W}{\partial q_2}, \ldots, \frac{\partial W}{\partial q_k}, q_1, q_2, \ldots, q_k\right) = U + h,$$

avec $k - 1$ constantes autres que $h, a_1, a_2, \ldots, a_{k-1}$. Les trajectoires sont alors données par

$$\frac{\partial W}{\partial a_1} = b_1, \qquad \frac{\partial W}{\partial a_2} = b_2, \qquad \ldots, \qquad \frac{\partial W}{\partial a_{k-1}} = b_{k-1}.$$

En exprimant qu'une trajectoire passe par deux points donnés $(q_1)_0, \ldots, (q_k)_0$ et $(q_1)_1, (q_2)_1, \ldots, (q_k)_1$, et appelant W_0 et W_1 les valeurs de W en ces deux points, on a, pour déterminer les constantes a_ν et b_ν, les équations

$$\frac{\partial W_0}{\partial a_\nu} = b_\nu, \qquad \frac{\partial W_1}{\partial a_\nu} = b_\nu \qquad (\nu = 1, 2, \ldots, k-1),$$

d'où, en éliminant les b_ν, les $k - 1$ équations

$$\frac{\partial(W_1 - W_0)}{\partial a_\nu} = 0, \qquad \nu = 1, 2, \ldots, k-1,$$

pour déterminer les constantes a_ν. Supposons qu'on ait ainsi déterminé une trajectoire joignant les deux points P_0 et P_1. *La valeur de l'action*

le long de cette trajectoire est $W_1 - W_0$. Pour le démontrer appelons dW la variation que subit W quand le système, dans son mouvement réel le long de la trajectoire considérée, va du point $q_1, q_2, \ldots, q_k$ au point $q_1 + dq_1, q_2 + dq_2, \ldots, q_k + dq_k$. On a

$$\frac{dW}{dt} = \frac{\partial W}{\partial q_1} q'_1 + \frac{\partial W}{\partial q_2} q'_2 + \ldots + \frac{\partial W}{\partial q_k} q'_k;$$

mais on a trouvé que dans ce mouvement

$$p_1 = \frac{\partial W}{\partial q_1}, \qquad p_2 = \frac{\partial W}{\partial q_2}, \qquad \ldots, \qquad p_k = \frac{\partial W}{\partial q_k};$$

donc

$$\frac{dW}{dt} = p_1 q'_1 + p_2 q'_2 + \ldots + p_k q'_k = \sum \frac{\partial T}{\partial q'_\nu} q'_\nu = 2T;$$

mais on a $T = \frac{1}{2} \frac{dS^2}{dt^2}$ et d'après l'intégrale des forces vives

$$\frac{dS}{dt} = \sqrt{2U + 2h};$$

donc

$$dW = 2T\,dt = \frac{dS}{dt} dS = \sqrt{2U + 2h}\, dS,$$

et l'action le long de la trajectoire considérée est

$$A = \int_{(P_0)}^{(P_1)} \sqrt{2U + 2h}\, dS = \int_{(P_0)}^{(P_1)} dW = W_1 - W_0.$$

490. **Propriétés géométriques des trajectoires.** — On peut étendre aux systèmes que nous venons d'étudier les théorèmes des n°s 299 et 301.

En suivant la voie indiquée par M. Beltrami (Mémoires de l'Académie des Sciences de l'Institut de Bologne, t. VIII, p. 549; 1869), nous poserons les définitions suivantes :

Soit une forme quadratique

$$dS^2 = \Sigma\, a_{ij}\, dq_i\, dq_j,$$

si l'on considère deux déplacements dS et δS correspondant à deux systèmes de valeurs $dq_1, dq_2, \ldots, dq_k$ et $\delta q_1, \delta q_2, \ldots, \delta q_k$ des différentielles des paramètres q, nous appellerons angle de ces deux déplacements l'angle $\widehat{dS, \delta S}$ défini par la formule

$$dS.\,\delta S.\cos(\widehat{dS, \delta S}) = \Sigma\, a_{ij}\, dq_i\, \delta q_j.$$

Deux directions dS et δS sont perpendiculaires quand on a

$$(7) \qquad \Sigma\, a_{ij}\, dq_i\, \delta q_j = 0.$$

Étant donnée une relation quelconque

$$F(q_1, q_2, \ldots, q_k) = 0,$$

nous dirons qu'elle définit une *surface;* les déplacements δS effectués sur cette surface seront caractérisés par la relation

$$(8) \qquad \frac{\partial F}{\partial q_1}\,\delta q_1 + \frac{\partial F}{\partial q_2}\,\delta q_2 + \ldots + \frac{\partial F}{\partial q_k}\,\delta q_k = 0.$$

Nous avons déjà appelé *courbe* l'ensemble des valeurs de $q_1, q_2, \ldots, q_k$ qui sont des fonctions données d'un paramètre variable t. Quand t augmente de dt le point subit un déplacement dS défini par $dq_1, dq_2, \ldots, dq_k$. Nous dirons que la courbe est orthogonale à la surface quand le déplacement dS effectué sur la courbe est orthogonal à tous les déplacements δS effectués sur la surface, c'est-à-dire vérifiant la relation (8). Si l'on pose

$$\frac{dq_1}{dt} = q'_1, \qquad \frac{dq_2}{dt} = q'_2, \qquad \ldots, \qquad \frac{dq_k}{dt} = q'_k,$$
$$T = \tfrac{1}{2}\,\Sigma\, a_{ij}\, q'_i\, q'_j,$$

la condition d'orthogonalité (7) devient

$$(9) \qquad \frac{\partial T}{\partial q'_1}\,\delta q_1 + \frac{\partial T}{\partial q'_2}\,\delta q_2 + \ldots + \frac{\partial T}{\partial q'_k}\,\delta q_k = 0.$$

Ces définitions étant posées, le théorème du n° 299 se généralise immédiatement comme il suit :

Si dans les équations des trajectoires

$$\frac{\partial W}{\partial a_1} = b_1, \qquad \frac{\partial W}{\partial a_2} = b_2, \qquad \ldots, \qquad \frac{\partial W}{\partial a_{k-1}} = b_{k-1},$$

on donne aux constantes $a_1, a_2, \ldots, a_{k-1}$, des valeurs déterminées, et si l'on fait varier $b_1, b_2, \ldots, b_{k-1}$, d'une façon quelconque, les trajectoires ainsi obtenues sont normales aux surfaces ayant pour équation $W = \text{const.}$ Pour le démontrer, il faut établir que tout déplacement $\delta q_1, \delta q_2, \ldots, \delta q_k$, effectué sur $W = \text{const.}$, c'est-à-dire vérifiant

$$(10) \qquad \frac{\partial W}{\partial q_1}\,\delta q_1 + \frac{\partial W}{\partial q_2}\,\delta q_2 + \ldots + \frac{\partial W}{\partial q_k}\,\delta q_k = 0,$$

est orthogonal au déplacement réel $dq_1, dq_2, \ldots, dq_k$ effectué sur la trajectoire. En d'autres termes, il faut montrer que cette condition (10) en-

traîne la condition d'orthogonalité (9). Or ceci est évident d'après le théorème de Jacobi qui donne (n° 472)

$$p_1 = \frac{\partial W}{\partial q_1}, \qquad \ldots, \qquad p_k = \frac{\partial W}{\partial q_k}$$

et, d'après la définition même des variables p, $p_\nu = \frac{\partial T}{\partial q'_\nu}$. Nous renverrons, pour une étude détaillée de ces questions, aux *Leçons sur la théorie des surfaces* de M. Darboux (t. II, Chapitre VIII).

491. Extension de l'idée de fonction de forces. Fonction de forces dépendant des vitesses et du temps. — Nous avons, dans ce qui précède, examiné le cas où les forces dérivent d'une fonction U dépendant uniquement des coordonnées des points du système et du temps. M. Mayer a étendu cette notion de la façon suivante, en la rattachant au principe d'Hamilton (*Mathematische Annalen*, t. XIII, p. 20).

Posons

$$T = \frac{1}{2}\sum_{\nu=1}^{\nu=n} m_\nu (x'^2_\nu + y'^2_\nu + z'^2_\nu)$$

et soit W une fonction de t, des $3n$ fonctions inconnues x_ν, y_ν, z_ν de t et de leurs dérivées premières x'_ν, y'_ν, z'_ν. Supposons, comme dans le principe d'Hamilton, que les valeurs de x_ν, y_ν, z_ν aux instants t_0 et t_1 soient données, et cherchons ce que doivent être ces fonctions dans l'intervalle $t_1 - t_0$, pour que l'on ait

$$\delta \int_{t_0}^{t_1} (T + W)\, dt = 0,$$

pour toutes les variations possibles de x_ν, y_ν, z_ν. Un calcul identique à celui du n° 485 conduit aux $3n$ équations différentielles du second ordre

$$m_\nu x''_\nu = \frac{\partial W}{\partial x_\nu} - \frac{d}{dt}\frac{\partial W}{\partial x'_\nu},$$
$$m_\nu y''_\nu = \frac{\partial W}{\partial y_\nu} - \frac{d}{dt}\frac{\partial W}{\partial y'_\nu},$$
$$m_\nu z''_\nu = \frac{\partial W}{\partial z_\nu} - \frac{d}{dt}\frac{\partial W}{\partial z'_\nu}.$$

Ce sont là, rapportées à un système d'axes rectangulaires, les équations du mouvement d'un système de points libres de masses m_1, m_2, ..., m_n,

le point m_ν étant, à l'instant t, sollicité par une force F_ν de composantes

$$(1)\qquad \begin{cases} X_\nu = \dfrac{\partial W}{\partial x_\nu} - \dfrac{d}{dt}\dfrac{\partial W}{\partial x'_\nu}, \\ Y_\nu = \dfrac{\partial W}{\partial y_\nu} - \dfrac{d}{dt}\dfrac{\partial W}{\partial y'_\nu}, \\ Z_\nu = \dfrac{\partial W}{\partial z_\nu} - \dfrac{d}{dt}\dfrac{\partial W}{\partial z'_\nu}. \end{cases}$$

M. Mayer convient de dire que ces forces dérivent d'un potentiel ou d'une fonction de forces W.

492. Problème de M. Mayer pour le cas où les forces sont intérieures. — Supposons que les forces du système soient toutes *intérieures,* c'est-à-dire résultent uniquement des actions des points du système les uns sur les autres. En se plaçant à un point de vue très général, M. Mayer n'admet pas, comme nous l'avons fait dans tout le cours de cet Ouvrage, que ces forces intérieures résultent uniquement des actions mutuelles des points *deux à deux,* actions qui sont égales et directement opposées : il suppose seulement que ces forces intérieures satisfont à chaque instant aux six conditions d'équilibre d'un corps solide :

$$(2)\qquad \sum_{\nu=1}^{\nu=n} X_\nu = 0, \qquad \sum_{\nu=1}^{\nu=n} Y_\nu = 0, \qquad \sum_{\nu=1}^{\nu=n} Z_\nu = 0,$$

$$(3)\qquad \sum_{\nu=1}^{\nu=n}(y_\nu Z_\nu - z_\nu Y_\nu) = 0, \quad \sum_{\nu=1}^{\nu=n}(z_\nu X_\nu - x_\nu Z_\nu) = 0, \quad \sum_{\nu=1}^{\nu=n}(x_\nu Y_\nu - y_\nu X_\nu) = 0,$$

de telle façon que, si le système était solidifié, à un instant quelconque t, les forces intérieures se fassent équilibre. Cela posé, M. Mayer résout le problème suivant :

Trouver les expressions les plus générales des forces intérieures X_ν, Y_ν, Z_ν *agissant sur un système en mouvement et remplissant les deux conditions suivantes :* 1° *elles dérivent d'une fonction* W ; 2° *elles satisfont à chaque instant aux six conditions d'équilibre d'un solide.*

Nous ne pouvons pas reproduire ici l'analyse de M. Mayer : nous nous contenterons d'énoncer les théorèmes qu'il a obtenus :

I. *On obtient les expressions les plus générales des forces* (1) *satisfaisant identiquement aux conditions* (2), *en prenant pour* W *une fonction arbitraire du temps et des différences*

$$\begin{matrix} x_\nu - x_1, & y_\nu - y_1, & z_\nu - z_1 \\ x'_\nu - x'_1, & y'_\nu - y'_1, & z'_\nu - z'_1 \end{matrix} \qquad (\nu = 2, 3, \ldots, n).$$

II. *On obtient les expressions les plus générales des forces* (1) *satisfaisant identiquement aux conditions* (3), *en prenant pour* W *une fonction arbitraire du temps, des distances des points du système à l'origine, de leurs distances mutuelles, et des dérivées premières de ces deux sortes de distances par rapport au temps.*

En combinant ces deux théorèmes, on a la réponse au problème proposé :

III. *On obtient les expressions les plus générales des forces* (1) *satisfaisant aux conditions* (2) *et* (3) *en prenant pour* W *une fonction arbitraire du temps, des distances mutuelles des points du système et des dérivées de ces distances mutuelles par rapport au temps.*

Le mouvement du centre de gravité est alors rectiligne et uniforme, et le théorème des aires s'applique à la projection du mouvement sur chacun des plans coordonnés.

IV. *Pour qu'il existe une intégrale des forces vives, c'est-à-dire pour que*

$$\sum_{\nu=1}^{\nu=n}(X_\nu x'_\nu + Y_\nu y'_\nu + Z_\nu z'_\nu)$$

soit la dérivée totale par rapport au temps d'une certaine fonction des coordonnées, de leurs dérivées et du temps, il faut et il suffit que les forces dérivent d'une fonction W NE CONTENANT PAS *t. L'intégrale des forces vives est alors*

$$T - W - \sum_{\nu=1}^{\nu=n}\left(x'_\nu \frac{\partial W}{\partial x'_\nu} + y'_\nu \frac{\partial W}{\partial y'_\nu} + z'_\nu \frac{\partial W}{\partial z'_\nu}\right) = h.$$

Quand la fonction W remplit les conditions du théorème III, *sans contenir t*, cette intégrale s'écrit

$$T - W - \sum_{\mu\nu} \frac{\partial W}{\partial r'_{\mu\nu}} r'_{\mu\nu} = h,$$

où $r_{\mu\nu}$ désigne la distance des points x_μ, y_μ, z_μ et x_ν, y_ν, z_ν, et $r'_{\mu\nu}$ la dérivée de $r_{\mu\nu}$ par rapport au temps.

Prenons, par exemple, un système formé de deux points matériels situés à une distance r l'un de l'autre.

Les actions mutuelles de ces deux points sont soumises au principe de l'égalité de l'action et de la réaction. Si l'on veut de plus qu'elles dérivent d'une fonction W et que l'intégrale des forces vives existe, il faut prendre pour l'expression de l'action mutuelle R,

$$R = \frac{\partial W}{\partial r} - \frac{d}{dt}\frac{\partial W}{\partial r'},$$

ou, ce qui est la même chose,

$$R = \frac{1}{r'}\frac{d}{dt}\left(W - r'\frac{\partial W}{\partial r'}\right),$$

où W est une fonction des seules quantités r et $r' = \frac{dr}{dt}$.

Nous renverrons également, sur ce sujet, à une Note de M. Maurice Lévy (*Comptes rendus*, t. XCV).

V. — MULTIPLICATEUR DE JACOBI.

Nous donnons, dans ces derniers paragraphes, quelques indications sommaires sur le multiplicateur de Jacobi et les invariants intégraux de M. Poincaré. Nous adopterons le mode d'exposition suivi par M. Kœnigs dans ses leçons au Collège de France, de façon à faire connaître en même temps les derniers résultats obtenus par ce géomètre (*Comptes rendus*, décembre 1895 et janvier 1896).

493. Définition du multiplicateur. — On sait qu'étant donné le système d'équations différentielles

$$(1) \qquad \frac{dx_1}{X_1} = \frac{dx_2}{X_2} = \ldots = \frac{dx_n}{X_n},$$

où les X_i sont des fonctions des variables $x_1, x_2, \ldots, x_n$, on appelle intégrale toute fonction $\theta(x_1, \ldots, x_n)$ qui reste constante en vertu des équations différentielles. De la sorte, l'équation suivante

$$d\theta = \frac{\partial\theta}{\partial x_1}dx_1 + \frac{\partial\theta}{\partial x_2}dx_2 + \ldots + \frac{\partial\theta}{\partial x_n}dx_n = 0,$$

qui est linéaire par rapport aux différentielles dx, doit être une conséquence des équations (1). La condition nécessaire et suffisante se traduit par l'équation

$$(2) \qquad X_1\frac{\partial\theta}{\partial x_1} + X_2\frac{\partial\theta}{\partial x_2} + \ldots + X_n\frac{\partial\theta}{\partial x_n} = 0.$$

On désigne habituellement par $A(\theta)$ le premier membre de cette équation.

Si l'on connaît $(n-1)$ intégrales indépendantes entre elles, $\theta_1, \theta_2, \ldots, \theta_{n-1}$, toute autre intégrale est fonction de celles-là et, réciproquement, toute fonction de $\theta_1, \theta_2, \ldots, \theta_{n-1}$ est une intégrale. D'après cela, si θ désigne une intégrale quelconque, le déterminant fonctionnel

$$\frac{D(\theta, \theta_1, \ldots, \theta_{n-1})}{D(x_1, x_2, \ldots, x_n)}$$

est nul et, réciproquement, si θ annule ce déterminant, c'est que θ est fonction de $\theta_1, \theta_2, \ldots, \theta_{n-1}$ et, par suite, θ est une intégrale.

En conséquence, quand on connaît un système de $(n-1)$ intégrales indépendantes, l'équation (2) peut être remplacée par l'équation

$$(3) \qquad \frac{D(\theta, \theta_1, \theta_2, \ldots, \theta_{n-1})}{D(x_1, x_2, \ldots, x_n)} = 0.$$

Il faut en conclure qu'il existe une fonction M telle que l'on ait l'identité

$$(4) \qquad MA(\theta) = M \sum_i X_i \frac{\partial \theta}{\partial x_i} = \frac{D(\theta, \theta_1, \ldots, \theta_{n-1})}{D(x_1, x_2, \ldots, x_n)}.$$

Jacobi a donné le nom de *multiplicateur* à cette fonction M.

Dans le déterminant $\frac{D(\theta, \theta_1, \ldots, \theta_{n-1})}{D(x_1, \ldots, x_n)}$, désignons par Δ_i le mineur correspondant à $\frac{\partial \theta}{\partial x_i}$. On aura

$$\frac{D(\theta, \theta_1, \ldots, \theta_{n-1})}{D(x_1, x_2, \ldots, x_n)} = \sum_i \Delta_i \frac{\partial \theta}{\partial x_i},$$

en sorte que l'identité (4), où θ est une fonction quelconque de $x_1, x_2, \ldots, x_n$, équivaut aux n relations

$$(5) \qquad M.X_i = \Delta_i \qquad (i = 1, 2, \ldots, n).$$

494. Équation du multiplicateur. — En partant de ces relations, il est aisé de former une équation différentielle que vérifie la fonction M et d'où les intégrales supposées connues $\theta_1, \theta_2, \ldots, \theta_{n-1}$ se trouvent éliminées. Jacobi a remarqué en effet que les déterminants Δ_i vérifient l'identité

$$(6) \qquad \sum_i \frac{\partial \Delta_i}{\partial x_i} = 0.$$

Pour démontrer l'identité (6), considérons le déterminant

$$D = \begin{vmatrix} u_1 & u_2 & \ldots & u_n \\ \frac{\partial \theta_1}{\partial x_1} & \frac{\partial \theta_1}{\partial x_2} & \ldots & \frac{\partial \theta_1}{\partial x_n} \\ \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ \frac{\partial \theta_{n-1}}{\partial x_1} & \frac{\partial \theta_{n-1}}{\partial x_2} & \ldots & \frac{\partial \theta_{n-1}}{\partial x_n} \end{vmatrix},$$

où $u_1, u_2, \ldots, u_n$ sont n constantes quelconques.

En développant ce déterminant, on aura

$$D = \Delta_1 u_1 + \Delta_2 u_2 + \ldots + \Delta_n u_n.$$

ce qui prouve que $\Delta_i = \frac{\partial D}{\partial u_i}$. Observons maintenant que $x_1, x_2, \ldots, x_n$ n'entrent dans Δ_i que par les dérivées $\frac{\partial \theta_\alpha}{\partial x_\beta}$, à l'exclusion des dérivées $\frac{\partial \theta_\alpha}{\partial x_i}$. Posons, pour abréger, $\frac{\partial \theta_\alpha}{\partial x_\beta} = a_{\alpha,\beta}$, nous aurons

$$\frac{\partial \Delta_i}{\partial x_i} = \sum_{\alpha,\beta} \frac{\partial \Delta_i}{\partial a_{\alpha,\beta}} \frac{\partial a_{\alpha,\beta}}{\partial x_i} = \sum_{\alpha,\beta} \frac{\partial \Delta_i}{\partial a_{\alpha,\beta}} \frac{\partial^2 \theta_\alpha}{\partial x_i \partial x_\beta},$$

d'où

$$S = \sum \frac{\partial \Delta_i}{\partial x_i} = \sum_i \sum_{\alpha,\beta} \frac{\partial \Delta_i}{\partial a_{\alpha,\beta}} \frac{\partial^2 \theta_\alpha}{\partial x_i \partial x_\beta}.$$

La somme S, qu'il faut prouver être nulle, est ainsi une fonction linéaire homogène des dérivées secondes $\frac{\partial^2 \theta_\alpha}{\partial x_i \partial x_\beta}$; de plus, i et β sont toujours distincts. En groupant les termes semblables, nous aurons donc

$$S = \sum_\alpha \sum_{i,\beta} \left(\frac{\partial \Delta_i}{\partial a_{\alpha,\beta}} + \frac{\partial \Delta_\beta}{\partial a_{\alpha,i}} \right) \frac{\partial^2 \theta_\alpha}{\partial x_i \partial x_\beta}.$$

Le théorème sera démontré si nous faisons voir que l'on a

$$(7) \qquad \frac{\partial \Delta_i}{\partial a_{\alpha,\beta}} + \frac{\partial \Delta_\beta}{\partial a_{\alpha,i}} = 0.$$

Or le premier membre de l'équation (7) s'écrit encore

$$\frac{\partial^2 D}{\partial u_i \partial a_{\alpha,\beta}} + \frac{\partial^2 D}{\partial u_\beta \partial a_{\alpha,i}}.$$

Si nous considérons d'autre part dans D la première ligne et celle où figure la fonction θ_α, c'est-à-dire la $(\alpha+1)^{\text{ème}}$ ligne, puis les colonnes de rangs i et β, les termes qui se trouvent à l'intersection de ces lignes et de ces colonnes sont les suivants u_i, u_β, $\frac{\partial \theta_\alpha}{\partial x_i} = a_{\alpha,i}$, $\frac{\partial \theta_\alpha}{\partial x_\beta} = a_{\alpha,\beta}$.

Il résulte d'une propriété bien connue des déterminants que D pourra s'écrire sous la forme

$$D = R(u_i a_{\alpha,\beta} - u_\beta a_{\alpha,i}) + R_1,$$

où R ne dépend plus des termes u_i, u_β, $a_{\alpha,\beta}$, $a_{\alpha,i}$ et où R_1 contient ces termes linéairement. Il suffit de différentier pour trouver

$$\frac{\partial^2 D}{\partial u_i \partial a_{\alpha,\beta}} = R, \qquad \frac{\partial^2 D}{\partial u_\beta \partial a_{\alpha,i}} = -R,$$

d'où la formule (7) et le théorème exprimé par l'identité (6).

Si l'on rapproche alors l'identité (6) des formules (5), on voit que la fonction M vérifie l'identité

$$\sum_i \frac{\partial(\mathrm{M}\,\mathrm{X}_i)}{\partial x_i} = 0. \tag{8}$$

Telle est l'équation du multiplicateur. On donne par extension le nom de *multiplicateur* à toute solution de l'équation (8).

Il est aisé de prouver le théorème suivant :

Le quotient de deux multiplicateurs, c'est-à-dire de deux solutions quelconques de l'équation (8), *est une intégrale.*

Soient, en effet, M, M′ deux multiplicateurs.

L'équation (8) se développe ainsi

$$\sum_i \mathrm{X}_i \frac{\partial \mathrm{M}}{\partial x_i} + \mathrm{M} \sum_i \frac{\partial \mathrm{X}_i}{\partial x_i} = 0; \tag{9}$$

on aura de même

$$\sum_i \mathrm{X}_i \frac{\partial \mathrm{M}'}{\partial x_i} + \mathrm{M}' \sum_i \frac{\partial \mathrm{X}_i}{\partial x_i} = 0.$$

Multiplions par $-\mathrm{M}'$, M et ajoutons, il viendra

$$\sum_i \mathrm{X}_i \left(\mathrm{M} \frac{\partial \mathrm{M}'}{\partial x_i} - \mathrm{M}' \frac{\partial \mathrm{M}}{\partial x_i} \right) = 0,$$

ou encore

$$\sum_i \mathrm{X}_i \frac{\partial \frac{\mathrm{M}'}{\mathrm{M}}}{\partial x_i} = \Delta \left(\frac{\mathrm{M}'}{\mathrm{M}} \right) = 0.$$

Donc $\frac{\mathrm{M}'}{\mathrm{M}}$ est bien une intégrale.

Réciproquement, le produit d'un multiplicateur par une intégrale est encore un multiplicateur.

Remarque. — Si la somme $\Omega = \sum \frac{\partial \mathrm{X}_i}{\partial x_i}$ est nulle, $\mathrm{M} = 1$ est un multiplicateur.

495. **Invariance du multiplicateur.** — Il importe, en vue de ce qui va suivre, de se rendre compte de l'effet d'un changement de variables. Nous allons ainsi être amené à reconnaître que tout multiplicateur est un invariant, mais un invariant relatif, en ce sens que si on le multiplie par le déterminant de la transformation, il constitue un multiplicateur pour le nouveau système de variables.

Désignons par $y_1, y_2, \ldots, y_n$ les nouvelles variables et introduisons pour

un instant une variable auxiliaire t, dont la différentielle dt égale la valeur commune des rapports $\frac{dx_i}{X_i}$. Les équations (1) s'écrivent

$$(1)' \qquad \frac{dx_i}{dt} = X_i \qquad (i = 1, 2, \ldots, n).$$

On aura alors

$$\frac{dy_i}{dt} = \frac{\partial y_i}{\partial x_1}\frac{dx_1}{dt} + \frac{\partial y_i}{\partial x_2}\frac{dx_2}{dt} + \ldots + \frac{\partial y_i}{\partial x_n}\frac{dx_n}{dt}$$

et, en tenant compte des équations (1)',

$$\frac{dy_i}{dt} = X_1\frac{\partial y_i}{\partial x_1} + \ldots + X_n\frac{\partial y_i}{\partial x_n} = A(y_i).$$

Le système des équations différentielles est donc devenu

$$(10) \qquad \frac{dy_1}{Y_1} = \frac{dy_2}{Y_2} = \ldots = \frac{dy_n}{Y_n},$$

où l'on a posé $Y_i = A(y_i)$.

Observons du reste que la fonction $A(\theta)$ est une expression invariante. On a en effet

$$A(\theta) = \sum_i X_i \frac{\partial\theta}{\partial x_i};$$

mais

$$\frac{\partial\theta}{\partial x_i} = \frac{\partial\theta}{\partial y_1}\frac{\partial y_1}{\partial x_i} + \frac{\partial\theta}{\partial y_2}\frac{\partial y_2}{\partial x_i} + \ldots + \frac{\partial\theta}{\partial y_n}\frac{\partial y_n}{\partial x_i} = \sum_\rho \frac{\partial y_\rho}{\partial x_i}\frac{\partial\theta}{\partial y_\rho};$$

il vient donc

$$A(\theta) = \sum_i\sum_\rho X_i\frac{\partial y_\rho}{\partial x_i}\frac{\partial\theta}{\partial y_\rho} = \sum_\rho Y_\rho\frac{\partial\theta}{\partial y_\rho}.$$

Ainsi, $A(\theta)$ peut se représenter au moyen des y, en appliquant aux équations (10) la règle qui a permis de construire $A(\theta)$ au moyen des équations (1). Observons que *ceci ne serait plus vrai* si, au lieu de prendre les Y_i égaux aux expressions $A(y_i)$, on les prenait simplement proportionnels à ces quantités.

Ceci posé, soient $\theta_1, \theta_2, \ldots, \theta_{n-1}$ un système de $(n-1)$ intégrales indépendantes, θ une fonction arbitraire et M_0 le multiplicateur qui vérifie l'identité

$$(11) \qquad M_0 A(\theta) = \frac{D(\theta, \theta_1, \ldots, \theta_{n-1})}{D(x_1, x_2, \ldots, x_n)}.$$

Opérons un changement de variables; on aura, d'après une propriété

classique des déterminants fonctionnels, $y_1, y_2, \ldots, y_n$ étant les variables nouvelles,

$$\frac{D(\theta, \theta_1, \ldots, \theta_{n-1})}{D(y_1, y_2, \ldots, y_n)} = \frac{D(\theta, \theta_1, \ldots, \theta_{n-1})}{D(x_1, x_2, \ldots, x_n)} \frac{D(x_1, x_2, \ldots, x_n)}{D(y_1, y_2, \ldots, y_n)}.$$

L'identité (11) nous donne donc

$$M_0 \frac{D(x_1, x_2, \ldots, x_n)}{D(y_1, y_2, \ldots, y_n)} A(\theta) = \frac{D(\theta, \theta_1, \ldots, \theta_{n-1})}{D(y_1, y_2, \ldots, y_n)};$$

ce qui prouve que, avec les nouvelles variables, la fonction

$$M'_0 = M_0 \frac{D(x_1, x_2, \ldots, x_n)}{D(y_1, y_2, \ldots, y_n)}$$

est un multiplicateur.

Soit alors M un multiplicateur quelconque pour les variables $x_1, x_2, \ldots, x_n$, et désignons toujours par M_0 le multiplicateur de l'identité (11). On a, comme nous l'avons démontré,

$$M = M_0 \lambda,$$

où λ est une intégrale ; nous aurons donc

$$M \frac{D(x_1, x_2, \ldots, x_n)}{D(y_1, y_2, \ldots, y_n)} = M_0 \frac{D(x_1, x_2, \ldots, x_n)}{D(y_1, y_2, \ldots, y_n)} \lambda = M'_0 \lambda.$$

Mais puisque M'_0 est, ainsi qu'on vient de le prouver, un multiplicateur relatif aux variables $y_1, y_2, \ldots, y_n$; puisque, en second lieu, λ est une intégrale, $M'_0 \lambda$ est un multiplicateur pour les variables $y_1, y_2, \ldots, y_n$.

Donc enfin, $M \frac{D(x_1, x_2, \ldots, x_n)}{D(y_1, y_2, \ldots, y_n)}$ est un multiplicateur pour les nouvelles variables. De là ce théorème :

Si M *est un multiplicateur pour les variables* $x_1, x_2, \ldots, x_n$, *le produit de* M *par le déterminant fonctionnel* $\frac{D(x_1, \ldots, x_n)}{D(y_1, \ldots, y_n)}$ *est un multiplicateur pour les nouvelles variables* $y_1, y_2, \ldots, y_n$.

Ce théorème est la base de toute la théorie du multiplicateur.

496. **Usage du multiplicateur.** — Supposons que l'on connaisse k intégrales indépendantes $\theta_1, \theta_2, \ldots, \theta_k$; prenons n variables nouvelles $y_1, y_2, \ldots, y_n$ parmi lesquelles les k dernières seront liées aux x par les formules

$$y_{n-k+1} = \theta_1, \qquad y_{n-k+2} = \theta_2, \qquad \ldots, \qquad y_n = \theta_k.$$

Les équations différentielles vont se simplifier, car on a maintenant

$Y_i = A(y_i) = 0$, si $i > n - k$. Nous aurons donc les équations suivantes :

$$\frac{dy_1}{Y_1} = \frac{dy_2}{Y_2} = \ldots = \frac{dy_{n-k}}{Y_{n-k}} = \frac{dy_{n-k+1}}{0} = \ldots = \frac{dy_n}{0}.$$

Nous pourrons alors réduire ce système aux $n - k - 1$ premières équations

$$\frac{dy_1}{Y_1} = \frac{dy_2}{Y_2} = \ldots = \frac{dy_{n-k}}{Y_{n-k}}, \tag{12}$$

à la condition de regarder $y_{n-k+1}, y_{n-k+2}, \ldots, y_n$ comme des constantes numériques.

Si l'on connaissait au début un multiplicateur M avec les variables x, le produit $M' = M\dfrac{D(x_1, x_2 \ldots, x_n)}{D(y_1, y_2 \ldots, y_n)}$ sera un multiplicateur avec les variables y, en sorte que l'on aura

$$\sum_{i=1}^{i=n-k} \frac{\partial(M'Y_i)}{\partial y_i} = 0; \tag{13}$$

ainsi, M', où $y_{n-k+1}, y_{n-k+2} \ldots, y_n$ sont regardés comme des constantes, est un multiplicateur pour le système réduit (12).

497. Dernier multiplicateur. — Supposons, par exemple, que l'on connaisse $(n - 2)$ intégrales, en sorte qu'il ne manque plus qu'*une* intégrale pour que le problème de l'intégration soit achevé. Le système (12) se réduit à l'équation unique

$$\frac{dy_1}{Y_1} = \frac{dy_2}{Y_2}$$

ou encore

$$Y_2\, dy_1 - Y_1\, dy_2 = 0.$$

Si l'on connaissait un facteur intégrant μ de cette équation, on obtiendrait la dernière équation finie qui manque en écrivant

$$\int \mu(Y_2\, dy_1 - Y_1\, dy_2) = \text{const.}$$

Or, l'équation (13), qui se réduit ici à

$$\frac{\partial(M'Y_1)}{\partial y_1} + \frac{\partial(M'Y_2)}{\partial y_2} = 0,$$

exprime que M' est un pareil facteur intégrant. De là, le nom de *dernier multiplicateur* donné par Jacobi à cette fonction M'.

Ainsi, la connaissance d'un multiplicateur permet de limiter l'intégration du problème à la recherche de $(n - 2)$ intégrales; une simple quadrature permettra ensuite de former la dernière équation finie qui manque.

498. Exemple. — Dans la pratique, pour profiter d'intégrales connues, il sera naturel d'éliminer certaines des variables à l'aide de ces intégrales.

Comme il importe d'arriver à un résultat précis, nous présenterons cette élimination sous la forme suivante :

Soient $x_{n-k+1}, x_{n-k+2}, \ldots, x_n$ les k variables que l'on veut éliminer en profitant de k intégrales connues, $\theta_1, \theta_2, \ldots, \theta_k$; cette élimination revient à faire le changement de variables

$$(14)\qquad \left\{\begin{array}{l} y_1 = x_1, \\ y_2 = x_2, \\ \ldots\ldots, \\ \ldots\ldots, \\ y_{n-k} = x_{n-k}, \\ y_{n-k+1} = \theta_1(x_1, x_2, \ldots, x_n), \\ y_{n-k+2} = \theta_2(x_1, x_2, \ldots, x_n), \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\ y_n = \theta_k(x_1, x_2, \ldots, x_n). \end{array}\right.$$

Nous admettons, il est vrai, que les k dernières équations sont résolubles par rapport aux k variables $x_{n-k+1}, x_{n-k+2}, \ldots, x_n$, c'est-à-dire que le déterminant des k fonctions θ, par rapport à ces variables, n'est pas nul. Or cette hypothèse est légitime, attendu que si tous les déterminants à k colonnes tirés du Tableau

$$\left|\begin{array}{cccc} \frac{\partial\theta_1}{\partial x_1} & \frac{\partial\theta_1}{\partial x_2} & \ldots\ldots\ldots\ldots & \frac{\partial\theta_1}{\partial x_n} \\ \frac{\partial\theta_2}{\partial x_1} & \frac{\partial\theta_2}{\partial x_2} & \ldots\ldots\ldots\ldots & \frac{\partial\theta_2}{\partial x_n} \\ \ldots & \ldots & \ldots\ldots\ldots\ldots & \ldots \\ \ldots & \ldots & \ldots\ldots\ldots\ldots & \ldots \\ \frac{\partial\theta_k}{\partial x_1} & \frac{\partial\theta_k}{\partial x_2} & \ldots\ldots\ldots\ldots & \frac{\partial\theta_k}{\partial x_n} \end{array}\right|$$

étaient nuls, les intégrales θ_i seraient liées par une relation; elles ne seraient pas indépendantes. Un au moins de ces déterminants n'est pas nul et l'on peut supposer que ce soit $\frac{D(\theta_1, \ldots, \theta_k)}{D(x_{n-k+1}, \ldots, x_n)}$.

Observons même à ce propos que le déterminant fonctionnel

$$\frac{D(x_1, x_2, \ldots, x_n)}{D(y_1, y_2, \ldots, y_n)}$$

est l'inverse du déterminant $\frac{D(y_1, y_2, \ldots, y_n)}{D(x_1, x_2, \ldots, x_n)}$, qui, eu égard à la forme

particulière des équations (14), se réduit précisément au déterminant

$$\frac{D(\theta_1, \theta_2, \ldots, \theta_k)}{D(x_{n-k+1}, \ldots, x_n)}.$$

Ceci étant, avec les nouvelles variables $y_1, y_2, \ldots, y_n$, les équations différentielles deviennent

$$\frac{dy_1}{Y_1} = \frac{dy_2}{Y_2} = \ldots = \frac{dy_{n-k}}{Y_{n-k}} = \frac{dy_{n-k+1}}{0} = \ldots = \frac{dy_n}{0}.$$

Observons que $y_1, y_2, \ldots, y_{n-k}$ sont les variables primitives $x_1, x_2, \ldots, x_{n-k}$; Y_1 c'est donc $A(x_1)$, c'est-à-dire X_1, mais X_1 où l'on a, au moyen des équations (14), remplacé les variables $x_{n-k+1}, \ldots, x_n$ par leurs valeurs en fonctions de $x_1, x_2, \ldots, x_{n-k}$ et des variables nouvelles $y_{n-k+1}, \ldots, y_n$, lesquelles doivent être regardées comme des constantes. Convenons de représenter par (X_1) la fonction X_1 où cette substitution a été opérée, et de même pour $(X_2), (X_3), \ldots$. Nous aurons ainsi le système réduit

$$(15) \qquad \frac{dx_1}{(X_1)} = \frac{dx_2}{(X_2)} = \ldots = \frac{dx_{n-k}}{(X_{n-k})};$$

et d'après le théorème général, si M est un multiplicateur pour le système primitif d'équations différentielles, le quotient

$$\frac{M}{\dfrac{D(\theta_1, \theta_2, \ldots \theta_k)}{D(x_{n-k+1}, \ldots x_n)}}$$

sera un multiplicateur pour le système réduit (15).

Supposons, par exemple, que l'on ne connaisse qu'une intégrale et qu'on veuille en profiter pour se débarrasser d'une variable x_n, et réduire le système d'équations différentielles. Si θ_1 est cette intégrale; si M est un multiplicateur dans le système primitif, $\dfrac{M}{\dfrac{\partial\theta_1}{\partial x_n}}$ sera un multiplicateur pour le système qui résulte de l'élimination de x_n, au moyen de l'intégrale.

Jacobi a donné l'exemple suivant :

Soit l'équation différentielle

$$(16) \qquad \frac{d^2y}{dx^2} = f(x, y).$$

Si l'on introduit la variable $y' = \dfrac{dy}{dx}$, cette équation est équivalente au système suivant :

$$(17) \qquad \frac{dy'}{f(x,y)} = \frac{dy}{y'} = \frac{dx}{1}.$$

L'expression que nous avons désignée plus haut par Ω se réduit ici à zéro. Donc, d'après une remarque déjà faite, $M = 1$ est un multiplicateur.

Supposons alors que l'on connaisse une intégrale

$$\varphi(x, y, y') = c \tag{18}$$

du système (17). On pourra tirer de cette équation y' en fonction de x, y, c,

$$y' = \psi(x, y, c). \tag{19}$$

Nous aurons alors le système réduit

$$\frac{dy}{\psi(x, y, c)} = dx,$$

pour lequel $\dfrac{1}{\dfrac{\partial\varphi}{\partial y'}}$ est un multiplicateur; en sorte qu'en définitive

$$\frac{dy - y'\,dx}{\dfrac{\partial\varphi}{\partial y'}}$$

est une différentielle exacte, lorsque l'on y remplace y' par sa valeur tirée de l'équation (18).

499. **Application aux équations canoniques.** — La théorie du multiplicateur trouve, dans les équations de la Dynamique, une de ses principales applications.

Reprenons, en effet, les équations canoniques

$$\frac{dq_1}{\dfrac{\partial H}{\partial p_1}} = \frac{dq_2}{\dfrac{\partial H}{\partial p_2}} = \ldots = \frac{dq_n}{\dfrac{\partial H}{\partial p_n}} = \frac{dp_1}{\dfrac{-\partial H}{\partial q_1}} = \ldots = \frac{dp_n}{\dfrac{-\partial H}{\partial q_n}} = dt, \tag{20}$$

équations qui conviennent aux problèmes de Dynamique, dans l'hypothèse d'une fonction de forces et plus généralement aux problèmes dits de variations, dans le genre de ceux qui ont été traités Tome I.

H désigne une fonction de $q_1, q_2, \ldots, q_n, p_1, p_2, \ldots, p_n, t$. Si l'on forme la quantité Ω, on constate qu'elle est nulle. On trouve, en effet,

$$\Omega = \sum_i \frac{\partial}{\partial q_i}\left(\frac{\partial H}{\partial p_i}\right) - \sum_i \frac{\partial}{\partial p_i}\left(\frac{\partial H}{\partial q_i}\right) + \frac{\partial 1}{\partial t} = 0.$$

Donc, $M = 1$ est un multiplicateur.

Les équations canoniques (20) offrent ainsi un vaste champ d'applications à la théorie du multiplicateur.

S'il n'y a pas de fonction de forces, mais si la force ne dépend pas des

vitesses, il en est de même. Dans ce cas, en effet, le système canonique prend la forme

$$(21)\quad \frac{dq_1}{\frac{\partial G}{\partial p_1}} = \frac{dq_2}{\frac{\partial G}{\partial p^2}} = \ldots = \frac{dq_n}{\frac{\partial G}{\partial p_n}} = \frac{dp_1}{-\frac{\partial G}{\partial q_1} + Q_1} = \ldots = \frac{dp_n}{-\frac{\partial G}{\partial q_n} + Q_n} = dt,$$

où $Q_1, Q_2, \ldots, Q_n$ sont des fonctions de $q_1, q_2, \ldots, q_n, t$. On constate qu'ici encore Ω est nul et que 1 est un multiplicateur.

Il faut $2n$ intégrales pour que l'intégration puisse être regardée comme achevée; mais, à cause de l'existence du multiplicateur 1, il suffira d'en connaître $(2n-1)$ pour être à même de ramener le problème à une quadrature.

Autres causes de simplification. — D'autres causes de simplification peuvent se présenter. Par exemple, si la force vive et les forces ne dépendent pas explicitement du temps, on pourra, dans les équations (20) [ou (21), selon le cas], mettre de côté la dernière équation, celle qui contient la différentielle du temps. Le système des $(2n-1)$ équations restantes admet le multiplicateur 1. Lors donc que l'on connaîtra $2n-2$ intégrales, on aura une $(2n-1)^{\text{ième}}$ équation finie par une quadrature. Quant au temps, une fois les variables $q_1, q_2, \ldots, q_n, p_1, p_2, \ldots, p_n$, exprimées en fonction de l'une d'elles et des $(2n-1)$ constantes d'intégration, on aura une relation entre la variable indépendante et le temps par la quadrature

$$(22)\qquad dt = \frac{dq_i}{\frac{\partial G}{\partial p_i}}.$$

S'il existe une fonction de forces indépendante du temps, on connaît une des $(2n-2)$ intégrales qu'il suffit de connaître; en sorte que, dans ce cas, il suffit de connaître $(2n-3)$ intégrales autres que celle des forces vives, pour être à même d'achever complètement le problème. Si $n = 2$, par exemple, il suffit d'*une* intégrale autre que celle des forces vives.

Ainsi, dans le cas des forces centrales, cette intégrale qui décide, en quelque sorte, de la possibilité de l'intégration complète du problème, c'est l'intégrale des aires.

Mais il est encore une source de simplifications dont l'importance a été bien mise en lumière par Jacobi.

Supposons que l'une des variables, q_n par exemple, ne figure pas explicitement dans H; on a alors $\frac{\partial H}{\partial q_n} = 0$, et, en vertu des équations (20), $\frac{dp_n}{dt} = 0$. D'où d'abord l'intégrale $p_n = \text{const}$. En outre, puisque q_n ne figure dans les équations que par sa différentielle, on peut mettre à part l'équation

$$(23)\qquad \frac{dq_n}{\frac{\partial H}{\partial p_n}} = \frac{dq_1}{\frac{\partial H}{\partial p_1}}$$

et se borner aux équations

$$(24)\qquad \frac{dq_1}{\frac{\partial H}{\partial p_1}} = \ldots = \frac{dq_{n-1}}{\frac{\partial H}{\partial p_{n-1}}} = \frac{dp_1}{-\frac{\partial H}{\partial q_1}} = \ldots = \frac{dp_{n-1}}{-\frac{\partial H}{\partial q_{n-1}}},$$

au nombre de $2n-3$ et pour lesquelles 1 est un multiplicateur; p_n y représente une constante arbitraire. Il suffira de connaître $(2n-4)$ intégrales pour être ramené finalement à une quadrature; et, comme H est une intégrale, on voit qu'il suffira de $(2n-5)$ intégrales autres que celle des forces vives ou que $p_n =$ constante, pour que l'intégration du système (24) soit assurée. Une fois ce système intégré, l'équation (23) fournira par quadrature une relation entre q_n et les autres variables, et enfin une dernière quadrature (22) fournira la relation entre le temps t et les variables géométriques.

Ainsi, en résumé, dans ce cas, la connaissance de $(2n-5)$ intégrales autres que celle des forces vives ou que $p_n =$ const. assure l'intégration complète du problème.

Les divers cas de mouvement d'un corps solide que l'on a pu intégrer jusqu'à ce jour présentent des applications de cette remarque.

Considérons, par exemple, le mouvement d'un corps solide autour d'un point fixe, avec une fonction de forces indépendante du temps. La position du corps dépend des trois angles d'Euler θ, φ, ψ (voir dans ce Tome, p. 189 et suivantes); or la force vive ne contient pas ψ explicitement; si donc la fonction de forces n'en dépend pas non plus, on sera précisément dans le cas traité tout à l'heure. L'angle ψ y tient la place de la variable q_n et l'intégrale $p_n =$ const. dépendra de la dérivée $\frac{d\psi}{dt}$. Comme ici $2n-5=1$, il suffira de connaître une intégrale autre que $p_n =$ const., et autre aussi que l'intégrale des forces vives, pour que le problème soit susceptible d'une intégration complète.

Tel est le cas d'un corps pesant de révolution, suspendu par un point de son axe.

Pareillement, c'est pour avoir trouvé les conditions d'existence d'une intégrale nouvelle que Mme Kowalewski a pu parvenir à résoudre complètement un cas nouveau du problème d'un corps pesant mobile autour d'un point fixe.

C'est ce qui explique que, dans ce genre de questions, tous les efforts se portent sur la recherche d'une intégrale nouvelle. Cette recherche est souvent indirecte, en ce sens que l'on essaye de s'imposer *a priori* une condition déterminée pour l'intégrale, comme d'être algébrique ou uniforme, et que l'on s'efforce de particulariser les données de la question pour que les conditions d'existence d'une pareille intégrale se trouvent réalisées. Cette méthode a quelquefois réussi : le cas de Mme Kowalewski en fait foi.

500. Application. Problème de M. de Brun. — Les molécules d'un corps solide sont attirées par un plan fixe proportionnellement à la distance; trouver le mouvement, en supposant que le corps a un point fixe dans le plan attirant.

Soient O le point fixe, Ox, Oy, Oz les axes principaux d'inertie relatifs à ce point : OM la perpendiculaire élevée en O au plan fixe et γ, γ', γ'' les cosinus directeurs de cette perpendiculaire. La masse μ, de coordonnées x, y, z, est soumise à une force égale à $K\mu(\gamma x + \gamma' y + \gamma'' z)$ et dont γ, γ', γ'' sont les cosinus directeurs. En conséquence, le moment résultant des forces appliquées, pris par rapport à l'axe Ox, sera

$$\begin{aligned}
&\sum \mu y K\gamma''(\gamma x + \gamma' y + \gamma'' z) - \mu z K\gamma'(\gamma x + \gamma' y + \gamma'' z)\\
&= K\gamma'\gamma''\left(\sum \mu y^2 - \sum \mu z^2\right)\\
&= K\gamma'\gamma''\left[\sum \mu(y^2 + x^2) - \sum \mu(z^2 + x^2)\right]\\
&= K\gamma'\gamma''(C - B),
\end{aligned}$$

et de même pour les moments relatifs aux deux autres axes Oy, Oz. Les équations d'Euler s'écrivent donc

$$(25)\qquad \left\{\begin{aligned}
A\frac{dp}{dt} &= (B - C)(qr - K\gamma'\gamma'')\\
B\frac{dq}{dt} &= (C - A)(rp - K\gamma''\gamma)\\
C\frac{dr}{dt} &= (A - B)(pq - K\gamma\gamma');
\end{aligned}\right.$$

on a d'ailleurs

$$(26)\qquad \frac{d\gamma}{dt} = r\gamma' - q\gamma'', \qquad \frac{d\gamma'}{dt} = p\gamma'' - r\gamma, \qquad \frac{d\gamma''}{dt} = q\gamma - p\gamma'.$$

On possède ainsi six équations différentielles qui définissent p, q, r, γ, γ', γ'' en fonction du temps. Supposons que l'on ait intégré ces équations. Désignons par θ, φ, ψ les angles d'Euler, en supposant que l'axe fixe Oz_1 est perpendiculaire au plan attirant et que les deux autres axes fixes Ox_1, oy_1 sont dans ce plan; on a, comme on sait,

$$\gamma = \sin\varphi \sin\theta, \qquad \gamma' = \cos\varphi \sin\theta, \qquad \gamma'' = \cos\theta,$$

en sorte que les angles φ, θ seront connus en fonction du temps. Quant à l'angle ψ, on le déduira par quadrature de l'équation

$$(27)\qquad r = \psi' \cos\theta + \varphi'.$$

Il suffit donc d'intégrer le système des équations (25) et (26).

On peut laisser de côté le temps qui sera donné par une quadrature, puisqu'il ne figure pas explicitement dans les équations (25) et (26). Nous n'avons dès lors à nous occuper que des cinq équations

$$(28)\quad \left\{\begin{aligned} &\frac{A\,dp}{(B-C)(qr-K\gamma'\gamma'')} = \frac{B\,dq}{(C-A)(rp-K\gamma''\gamma)} = \frac{C\,dr}{(A-B)(pq-K\gamma\gamma')} \\ &\qquad = \frac{d\gamma}{r\gamma'-q\gamma''} = \frac{d\gamma'}{p\gamma''-r\gamma} = \frac{d\gamma''}{q\gamma-p\gamma'}, \end{aligned}\right.$$

lesquelles admettent un multiplicateur égal à l'unité, comme on le constate aisément. Il suffira donc de connaître quatre intégrales pour être ramené aux quadratures. Or, on connaît déjà trois intégrales : celle des forces vives qui s'écrit

$$(29)\qquad Ap^2+Bq^2+Cr^2+K(A\gamma^2+B\gamma'^2+C\gamma''^2)=l,$$

celle des aires

$$(30)\qquad Ap\gamma+Bq\gamma'+Cr\gamma''=l_1$$

et ensuite

$$(31)\qquad \gamma^2+\gamma'^2+\gamma''^2=\text{const.}=1;$$

l et l_1 sont deux constantes arbitraires. La constante de l'équation (31) doit être prise égale à 1.

Si donc on connaît une quatrième intégrale, le problème s'achève par une quadrature. Or, en effet, on vérifie que

$$(32)\qquad A^2p^2+B^2q^2+C^2r^2-K(BC\gamma^2+CA\gamma'^2+AB\gamma''^2)=l_2$$

est une quatrième intégrale.

Le problème se ramène donc aux quadratures. En partant des formules précédentes, il serait aisé de prouver que les quadratures portent sur des différentielles totales algébriques. C'est le résultat auquel a été conduit M. Kobb dans un article inséré au Tome XXIII du *Bulletin des Sciences mathématiques*. Il serait intéressant de faire une étude plus approfondie de ces intégrales, mais ce n'est pas la place ici [1].

VI. — PROPRIÉTÉS DES INTÉGRALES. INVARIANTS INTÉGRAUX.

501. Intégrales. — Considérons le système d'équations

$$(33)\qquad \frac{dx_1}{dt}=X_1,\qquad \frac{dx_2}{dt}=X_2,\qquad \ldots,\qquad \frac{dx_n}{dt}=X_n,$$

où $X_1, X_2, \ldots, X_n$ sont des fonctions de $t, x_1, x_2, \ldots, x_n$.

---

[1] M. de Brun a introduit, dans son expression de la force, une fonction de la distance au point fixe; mais cette fonction disparaît naturellement des équations et n'a aucun rôle.

Soit $\theta_1(t, x_1, \ldots, x_n)$, $\theta_2(t, x_1, \ldots, x_n)$, $\ldots$, $\theta_n(t, x_1, \ldots, x_n)$ un système de n intégrales indépendantes; pour chaque système de solutions des équations (33), $\theta_1, \theta_2, \ldots, \theta_n$ ont des valeurs constantes $\alpha_1, \alpha_1, \ldots, \alpha_n$ et les divers systèmes de solutions des équations (33) se différentient par les valeurs de ces constantes.

Soient $x_1, x_2, \ldots, x_n$; $x'_1, x'_2, \ldots, x'_n$ deux systèmes différents de solutions; si l'on désigne par $X'_1, X'_2, \ldots, X'_n$ ce que deviennent $X_1, X_2, \ldots, X_n$ quand on y remplace les x par les x', les variables x' vérifient le système d'équations

$$(34) \qquad \frac{dx'_1}{dt} = X'_1, \qquad \frac{dx'_2}{dt} = X'_2, \qquad \ldots, \qquad \frac{dx'_n}{dt} = X'_n.$$

Si l'on considère à la fois les systèmes d'équations (33) et (34), le système ainsi obtenu admet des intégrales $\lambda(x_1, x_2, \ldots, x_n; x'_1, x'_2, x'_n, t)$ où figurent les deux séries de variables $x_1, \ldots, x_n$; $x'_1, \ldots, x'_n$. Nous dirons d'une telle intégrale qu'elle dépend de deux solutions différentes du système (33). Prenons un exemple simple, celui d'un point attiré par un centre, dans un plan, proportionnellement à la distance. Les équations du problème s'écrivent

$$\frac{dx_1}{dt} = x_2, \qquad \frac{dx_2}{dt} = -a^2 x_1,$$
$$\frac{dx'_1}{dt} = x'_2, \qquad \frac{dx'_2}{dt} = -a^2 x'_1,$$

où x_1, x'_1 sont les coordonnées rectangulaires du point. Les intégrales de ce problème seront en général des fonctions dépendant de deux solutions du système unique

$$\frac{dx_1}{dt} = x_2, \qquad \frac{dx_2}{dt} = -a^2 x_1.$$

On peut, de même, concevoir des intégrales dépendant de trois, quatre ou d'un plus grand nombre de solutions.

Un cas intéressant et important est celui des intégrales dépendant de plusieurs solutions infiniment voisines. Voici ce qu'il faut entendre par là :

Soit $x_1, x_2, \ldots, x_n$ un système de solutions des équations (33) et $x_1 + \delta x_1, x_2 + \delta x_2, \ldots, x_n + \delta x_n$ un système de solutions infiniment voisin du premier. On aura

$$\frac{d(x_i + \delta x_i)}{dt} = X_i(t, x_1 + \delta x_1, x_2 + \delta x_2, \ldots, x_n + \delta x_n) \quad (i = 1, 2, \ldots, n),$$

en tenant compte des équations (33), il viendra donc

$$(35) \qquad \frac{d\delta x_i}{dt} = \frac{\partial X_i}{\partial x_1}\delta x_1 + \frac{\partial X_i}{\partial x_2}\delta x_2 + \ldots + \frac{\partial X_i}{\partial x_n}\delta x_n \qquad (i = 1, 2, \ldots, n).$$

Ces équations, qui permettent d'étudier les solutions voisines d'une solution donnée, ont été introduites par M. Poincaré, qui les appelle les *équations aux variations* des solutions du système (33).

Considérons maintenant une fonction homogène en $\delta x_1, \delta x_2, \ldots, \delta x_n$, dont les coefficients seront des fonctions de $x_1, x_2, \ldots, x_n$ et de t; une telle fonction sera une intégrale dépendant des solutions voisines x_i et $x_i + \delta x_i$, si sa dérivée totale est nulle en vertu des équations (33) et (35). Soit f cette fonction, on a

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \sum_i \frac{\partial f}{\partial x_i}\frac{dx_i}{dt} + \sum_i \frac{\partial f}{\partial \delta x_i}\frac{d\delta x_i}{dt},$$

d'où la condition

$$(36) \qquad \frac{\partial f}{\partial t} + \sum_i X_i \frac{\partial f}{\partial x_i} + \sum_{ik} \frac{\partial f}{\partial(\delta x_i)}\frac{\partial X_i}{\partial x_k}\delta x_k = 0;$$

cette condition est nécessaire et suffisante pour que f soit une intégrale; elle doit avoir lieu, quelles que soient les variations δx_i et quels que soient les x_i et t. Supposons en particulier que les fonctions X ne dépendent pas explicitement de t; il est aisé de montrer que, si dans la fonction f on remplace les δx_i par les quantités X_i, la fonction F ainsi obtenue est une intégrale. La fonction $f(t, x_1, \ldots, x_n; \delta x_1, \ldots, \delta x_n)$ est en effet devenue $F = f(t, x_1, \ldots, x_n; X_1, \ldots, X_n)$. On a donc

$$\frac{dF}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \sum_i \frac{\partial f}{\partial x_i}\frac{dx_i}{dt} + \sum_i \frac{\partial f}{\partial X_i}\frac{dX_i}{dt},$$

mais

$$\frac{dX_i}{dt} = \sum_k \frac{\partial X_i}{\partial x_k}\frac{dx_k}{dt} = \sum_k \frac{\partial X_i}{\partial x_k} X_k;$$

on a donc

$$\frac{dF}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \sum_i \frac{\partial f}{\partial x_i} X_i + \sum_{i,k} \frac{\partial f}{\partial X_i}\frac{\partial X_i}{\partial x_k} X_k;$$

et ceci est nul, car le second membre est ce que devient le premier membre de (36) quand on y prend les δx_i proportionnels aux X_i. Ainsi $\frac{dF}{dt} = 0$, F est une intégrale.

502. **Théorème de M. Kœnigs.** — Prenons, par exemple, la forme linéaire

$$f = \Xi_1 \delta x_1 + \Xi_2 \delta x_2 + \ldots + \Xi_n \delta x_n,$$

où les Ξ_i sont des fonctions de $x_1, x_2, \ldots, x_n$ et de t.

Pour exprimer que f est une intégrale, nous écrirons que l'on a

$$\frac{df}{dt} = \sum_1^n \frac{d\Xi_i}{dt}\delta x_i + \sum_1^n \Xi_i \delta \frac{dx_i}{dt} = 0,$$

ou encore

$$(37) \qquad \frac{df}{dt} = \sum_1^n \frac{d\Xi_i}{dt}\delta x_i + \sum_1^n \Xi_i \delta X_i = 0,$$

ce qui s'écrit encore

$$(38) \qquad \delta\left(\sum_i X_i \Xi_i\right) + \sum_i \left(\frac{d\Xi_i}{dt}\delta x_i - X_i \delta \Xi_i\right) = 0.$$

L'équation (38) se prête aisément à la démonstration d'un élégant théorème, dû à M. Koenigs [1], qui établit un lien entre les intégrales linéaires telles que f et la réduction au type canonique d'un système *quelconque* d'équations différentielles.

Les formes linéaires de différentielles telles que f ont été l'objet d'études nombreuses, et Pfaff, notamment, s'est proposé de les ramener à certains types canoniques (*voir* Darboux, *Bulletin des Sciences mathématiques*, t. XVII, p. 16; 1882).

On démontre en effet que toute forme linéaire de différentielles peut être ramenée à l'un des deux types

$$(A) \qquad z_1 \delta y_1 + z_2 \delta y_2 + \ldots + z_p \delta y_p - \delta y,$$

$$(B) \qquad z_1 \delta y_1 + \ldots + z_p \delta y_p,$$

où les variables $y, y_1, \ldots, y_p, z_1, z_2, \ldots, z_p$ sont indépendantes entre elles. L'obtention de ces formes réduites exige l'intégration de certaines équations différentielles pour lesquelles nous renverrons au Mémoire de M. Darboux.

Supposons, dès lors, qu'on ait appliqué le procédé de réduction à la forme f, en regardant t comme une constante, et que l'on soit parvenu, par exemple, au type (A), qui contient $2p+1$ variables.

Il pourra arriver que $2p+1$ soit moindre que n; alors, en adjoignant à $y, y_1, y_2, \ldots, y_p, z_1, z_2, \ldots, z_p$ un nombre de variables $u_1, \ldots, u_q$ égal à $q = n - 2p - 1$, on pourra prendre pour nouvelles variables les y, les z et les u.

---

[1] *Comptes rendus*, décembre 1895.

Le système des équations différentielles deviendra, avec ces variables,

$$(39)\qquad \left\{\begin{aligned} &\frac{dy}{Y} = \frac{dy_1}{Y_1} = \ldots = \frac{dy_p}{Y_p} = \frac{dz_1}{Z_1} \\ &\quad = \frac{dz_2}{Z_2} = \ldots = \frac{dz_p}{Z_p} = \frac{du_1}{U_1} = \ldots = \frac{du_q}{U_q} = dt, \end{aligned}\right.$$

où $Y, Y_1, \ldots Y_p, Z_1, Z_2, \ldots, Z_p, U_1, \ldots, U_q$ sont des fonctions des variables $y, y_1, \ldots, z_1, \ldots, u_1, \ldots, u_q$ et t.

La condition (38) devient, puisque l'on a ici $f = \sum_i z_i \delta y_i - \delta y$,

$$(40)\qquad \delta\left(\sum_1^p z_i Y_i - Y\right) + \sum_i (Z_i \delta y_i - Y_i \delta z_i) = 0.$$

Posons

$$(41)\qquad H = \sum_1^p z_i Y_i - Y,$$

il viendra

$$(42)\qquad \delta H + \sum_i (Z_i \delta y_i - Y_i \delta z_i) = 0,$$

d'où, puisque ceci doit avoir lieu quels que soient les δ,

$$Z_i = -\frac{\partial H}{\partial y_i}, \qquad Y_i = +\frac{\partial H}{\partial z_i};$$

on aura ensuite

$$Y = \sum_i z_i Y_i - H = \sum_i z_i \frac{\partial H}{\partial z_i} - H.$$

Le système des équations (41) a donc la forme suivante

$$(43)\qquad \frac{dy_i}{dt} = +\frac{\partial H}{\partial z_i}, \qquad \frac{dz_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial y_i} \qquad (i = 1, 2, \ldots, p),$$

$$(44)\qquad \frac{dy}{dt} = \sum z_i \frac{\partial H}{\partial z_i} - H,$$

et puis

$$(45)\qquad \frac{du_1}{dt} = U_1, \qquad \ldots \qquad \frac{du_q}{dt} = U_q.$$

On est ainsi ramené au système canonique (43), suivi du système des équations (44) et (45).

Si, au lieu du type (A), on était arrivé au type (B), on eût procédé de même, on aurait eu la condition

$$\delta\left(\sum z_i Y_i\right) + \sum (Z_i \delta y_i - Y_i \delta z_i) = 0.$$

Posons

$$H = \sum z_i Y_i,$$

il viendra, comme plus haut,

$$Z_i = -\frac{\partial H}{\partial y_i}, \qquad Y_i = +\frac{\partial H}{\partial z_i},$$

en sorte que la fonction H vérifie ici l'équation

$$H = \sum z_i Y_i = \sum z_i \frac{\partial H}{\partial z_i},$$

c'est-à-dire que H est homogène et du degré 1 d'homogénéité par rapport aux z.

Le système des équations différentielles devient alors

$$(46) \qquad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial z_i}, \qquad \frac{dz_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial y_i},$$

avec

$$(47) \qquad \frac{du_1}{dt} = U_1, \qquad \ldots, \qquad \frac{du_q}{dt} = U_q.$$

On démontre aisément que si n est impair et si f est une intégrale quelconque, linéaire par rapport aux variations, c'est le type (A) qui est atteint et $n = 2p + 1$; si au contraire n est pair, c'est le type (B) et $n = 2p$. Ainsi, en général, le système complémentaire des équations (45) ou (47) n'existe pas, et L'ON EST RAMENÉ A UN SYSTÈME CANONIQUE avec ou sans l'équation (44) selon la parité de n.

Plaçons-nous dans le cas de n impair, et supposons que l'on donne l'intégrale $\sum \Xi_i \delta x_i$, qui, par la réduction au type canonique se réduit à

$$\sum_{i=1}^{i=2p+1} \Xi_i \delta x_i = \sum_{k=1}^{k=p} z_k \delta y_k - \delta y.$$

On aura en particulier, si les Ξ_i sont indépendantes de la variable t,

$$\sum_{1}^{2p+1} \Xi_i dx_i = \sum_{1}^{p} z_k dy_k - dy,$$

ou en se rappelant que

$$dx_i = X_i dt, \qquad dy_k = +\frac{\partial H}{\partial z_k} dt, \qquad dy = \left(-H + \sum z_k \frac{\partial H}{\partial z_k}\right) dt,$$

$$(48) \qquad \sum_1^{2p+1} \Xi_i X_i = H - \sum z_k \frac{\partial H}{\partial z_k} + \sum z_k \frac{\partial H}{\partial z_k} = H.$$

Ainsi, la somme $\sum \Xi_i X_i$ se réduit justement à la fonction principale H.

Si H est indépendant du temps, on sait que H est une intégrale.

Tel sera le cas si les X et les Ξ ne dépendent pas du temps.

On remarquera que, dans tous les cas, l'équation (44) se réduit à une simple quadrature.

Le cas de n pair donne lieu à des remarques toutes semblables.

503. **Théorème de Poisson.** — La considération des intégrales dépendant, non plus de deux, mais de trois solutions infiniment voisines, conduit par une voie nouvelle au théorème de Poisson, ainsi que M. Poincaré l'a montré.

Considérons en effet un système canonique

$$(49) \qquad \frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \qquad \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \qquad (i = 1, 2, \ldots, n).$$

Soit $p_1, p_2, \ldots, p_n, q_1, q_2, \ldots, q_n$ un système de solutions et $p_i + \delta p_i$, $q_i + \delta q_i$; $p_i + \delta' p_i$, $q_i + \delta' q_i$ deux systèmes de solutions voisins du premier.

La forme bilinéaire

$$f = \sum_i (\delta p_i \delta' q_i - \delta q_i \delta' p_i)$$

est une intégrale. On s'en rend compte en partant d'une identité générale concernant les formes linéaires des différentielles.

Soit

$$\Theta_\delta = \sum \Xi_i \delta x_i$$

une forme linéaire de différentielles; posons de même

$$\Theta_{\delta'} = \sum \Xi_i d' x_i,$$

puis

$$\Theta_{\delta\delta'} = \delta \Theta_{\delta'} - \delta' \Theta_\delta.$$

Prenons trois systèmes de différentielles, d, δ, δ', on a identiquement

$$(50) \qquad d\Theta_{\delta\delta'} + \delta\Theta_{\delta' d} + \delta'\Theta_{d\delta} = 0.$$

Cela revient à constater que

$$d(\delta\theta_{\delta'} - \delta'\theta_\delta) + \delta(\delta'\theta_\delta - \delta\theta_{\delta'}) + \delta'(d\theta_\delta - \delta\theta) = 0,$$

ce qui est une identité.

Prenons alors pour θ_δ la forme $\sum p_i \delta q_i$; on voit que l'on a

$$f = \theta_{\delta\delta'},$$

d'où, d'après l'identité (50),

$$-df = -d\theta_{\delta\delta'} = \delta'\theta_{d\delta} - \delta\theta_{d\delta'}.$$

Or, on a

$$\theta_{d\delta} = \sum (dp_i \delta q_i - dq_i \delta p_i) = -\delta H\, dt,$$

$$\theta_{d\delta'} = -\delta' H\, dt,$$

si l'on suppose que les différentielles d correspondent à une variation de la variable t, en sorte que les équations (49) soient satisfaites.

On a ainsi

$$-df = \delta'\theta_{d\delta} - \delta\theta_{d\delta'} = -\delta'\delta H\, dt + \delta\delta' H\, dt = 0.$$

Le théorème est donc démontré.

Soit réciproquement

$$f = \sum (Q_i \delta p_i - P_i \delta q_i)$$

une forme linéaire intégrale et posons

$$\delta' q_i = \varepsilon Q_i, \qquad \delta' p_i = \varepsilon P_i,$$

où ε désigne une constante infiniment petite; je dis que $p_i + \delta' p_i$, $q_i + \delta' q_i$ est un système de solutions voisin du système de solutions p_i, q_i.

On a en effet, par hypothèse,

$$0 = \frac{df}{dt} = \sum_i \frac{dQ_i}{dt} \delta p_i + \sum Q_i \delta \frac{dp_i}{dt} - \sum \frac{dP_i}{dt} \delta q_i - \sum P_i \delta \frac{dq_i}{dt},$$

c'est-à-dire, en remplaçant $\frac{dp_i}{dt}$, $\frac{dq_i}{dt}$ par leurs valeurs (49),

$$0 = \sum_i \frac{dQ_i}{dt} \delta p_i - \sum \frac{dP_i}{dt} dq_i - \sum Q_i \delta \left(\frac{\partial H}{\partial q_i}\right) - \sum P_i \delta \left(\frac{\partial H}{\partial p_i}\right).$$

Cette relation doit avoir lieu quels que soient les δp_i et les δq_i; il vient donc

$$\frac{dQ_i}{dt} - \sum_\rho Q_\rho \frac{\partial^2 H}{\partial q_\rho \partial p_i} - \sum_\rho P_\rho \frac{\partial^2 H}{\partial p_\rho \partial p_i} = 0,$$

$$\frac{dP_i}{dt} + \sum_\rho Q_\rho \frac{\partial^2 H}{\partial q_\rho \partial q_i} + \sum_\rho P_\rho \frac{\partial^2 H}{\partial p_\rho \partial q_i} = 0;$$

équations qui s'écrivent, en remplaçant Q_i, P_i par les quantités proportionnelles $\delta' q_i$, $\delta' p_i$,

$$\frac{d}{dt}(\delta' q_i) = \sum_\rho \frac{\partial^2 H}{\partial p_i \partial q_\rho} \delta' q_\rho + \sum_\rho \frac{\partial^2 H}{\partial p_i \partial p_\rho} \delta' p_\rho = \delta' \left(\frac{\partial H}{\partial p_i}\right),$$

et pareillement

$$\frac{d}{dt}(\delta' p_i) = -\delta' \left(\frac{\partial H}{\partial q_i}\right);$$

c'est-à-dire que les $\delta' q_i$, $\delta' p_i$ vérifient les équations aux variations des équations (49).

On déduit de là la conséquence suivante :

Soit $\Phi(q_1, q_2, \ldots, q_n, p_1, p_2, \ldots, p_n, t)$ une intégrale des équations (49). Il est clair que $\delta\Phi$ est une intégrale dépendant de deux solutions voisines; or

$$\delta\Phi = \sum_i \frac{\partial \Phi}{\partial q_i} \delta q_i + \sum_i \frac{\partial \Phi}{\partial p_i} \delta p_i;$$

donc, d'après le théorème précédent, $\delta' q_i = \varepsilon \dfrac{\partial \Phi}{\partial p_i}$, $\delta' p_i = -\varepsilon \dfrac{\partial \Phi}{\partial q_i}$ sont des solutions des équations aux variations.

De même, avec une autre intégrale Φ_1, $\delta'' q_i = \varepsilon' \dfrac{\partial \Phi_1}{\partial p_i}$, $\delta'' p_i = -\varepsilon' \dfrac{\partial \Phi_1}{\partial q_i}$ seront encore des solutions de l'équation aux variations.

Mais on a vu que la somme

$$\sum_i (\delta' q_i \delta'' p_i - \delta' p_i \delta'' q_i)$$

est une intégrale; donc

$$\sum_i \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p_i} \frac{\partial \Phi_1}{\partial q_i} - \frac{\partial \Phi}{\partial q_i} \frac{\partial \Phi_1}{\partial p_i}\right)$$

est une intégrale; on retrouve le théorème de Poisson.

Nous terminerons en faisant connaître la définition des nouveaux éléments que M. Poincaré a introduits sous le nom d'*invariants intégraux*.

504. Invariants intégraux. — Reprenons le système d'équations différentielles (33), $\dfrac{dx_i}{dt} = X_i$; convenons de regarder $x_1, x_2, \ldots, x_n$ comme les coordonnées d'un point dans un espace à n dimensions et t représentera une mesure du temps. Les équations (33) définissent une famille de courbes (C); une courbe et un mouvement sur cette courbe sont définis si l'on donne la position $x_1^0, x_2^0, \ldots, x_n^0$ du mobile à une époque t^0. Appelons P^0 cette position initiale et P la position occupée ensuite par le mobile à l'époque t.

Imaginons que l'on fasse décrire à P^0 un certain espace à k dimensions E_k^0; le point P décrira lui-même un certain espace à k dimensions E_k. Par exemple, si le point P^0 décrit un arc de courbe E_1^0, le point P décrira un autre arc E_1.

Arrêtons-nous d'abord à ce premier cas; convenons de désigner par le symbole δ les variations qui correspondent au déplacement de P sur l'arc E_1 ou, ce qui revient au même, de P^0 sur l'arc E_1^0.

Considérons une expression linéaire de la forme

$$\Xi_1 \delta x_1 + \Xi_2 \delta x_2 + \ldots + \Xi_n \delta x_n,$$

où les Ξ_i sont des fonctions de $x_1, x_2, \ldots, x_n$ et de t, et prenons l'intégrale

$$I = \int \Xi_1 \delta x_1 + \Xi_2 \delta x_2 + \ldots + \Xi_n \delta x_n$$

le long de l'arc E_1. Les variables $x_1, x_2, \ldots, x_n$ sont des fonctions de t et des coordonnées initiales $x_1^0, x_2^0, \ldots, x_n^0$ du point P^0. Quand ce dernier point se déplace sur l'arc E_1^0, les x_i^0 sont fonctions d'un paramètre λ qui prend les valeurs λ_0, λ_1 aux extrémités de l'arc. Les x_i dans l'intégrale I sont donc aussi des fonctions de λ et de t sur l'arc E_1, t restant constant pendant l'intégration.

Or faisons maintenant varier le temps t; alors, les limites de l'intégrale I restent λ_0 et λ_1, mais, comme l'élément dépend de t, I n'en apparaît pas moins comme une fonction de t. Il peut arriver que cette fonction de t se réduise à une constante, quel que soit l'arc E_1. On dit alors que I *est un invariant intégral.*

Pour que I soit un invariant intégral, il faut que $\frac{dI}{dt}$ soit nul, quel que soit l'arc d'intégration. On en déduit, puisque les limites λ_1, λ_0 de l'intégrale sont indépendantes du temps, que la dérivée de la quantité sous le signe somme doit être nulle,

$$\frac{d}{dt}(\Xi_1 \delta x_1 + \ldots + \Xi_n \delta x_n) = 0.$$

Autrement dit, pour que I soit un invariant intégral, il faut et il suffit que

$$\Xi_1 \delta x_1 + \Xi_2 \delta x_2 + \ldots + \Xi_n \delta x_n$$

soit une intégrale dépendant de deux solutions voisines.

Si, au lieu de prendre un élément linéaire par rapport aux δ, on prend un élément qui soit la racine $m^{\text{ième}}$ d'une forme $f(t, x_1, \ldots, x_n, \delta x_1, \ldots, \delta x_n)$ homogène et d'ordre m par rapport aux δ, on pourra, de même, considérer l'intégrale d'arc

$$I = \int \sqrt[m]{f(t, x_1, \ldots, x_n, \delta x_1, \ldots, \delta x_n)},$$

et la condition pour que I soit un invariant intégral revient à dire que f est une intégrale dépendant de deux solutions voisines $x_1, x_2, \ldots, x_n$ et $x_1 + \delta x_1, \ldots, x_n + \delta x_n$.

La question des invariants intégraux représentés par des intégrales simples se ramène donc à celle des intégrales dépendant de deux solutions voisines.

Mais on peut concevoir aussi des invariants intégraux représentés par des intégrales multiples.

Supposons, par exemple, que le point P^0 décrive un espace E_2^0 à deux dimensions et limité; le point P en décrira un autre E_2. Désignons encore par δ les déplacements effectués sur cet espace E_2, et considérons l'intégrale double

$$I = \int\int \sum_{i,k} M_{ik}\, \delta x_i\, \delta x_k$$

étendue à l'espace E_2. Quand P^0 décrit l'espace E_2^0, les coordonnées $x_1^0, \ldots, x_n^0$ sont des fonctions de deux paramètres λ, μ et les $x_1, \ldots, x_n$ sont également des fonctions de t et de ces deux paramètres. L'intégrale I prendrait, si l'on introduisait les variables λ, μ, la forme

$$I = \int\int \sum_{i,k} M_{ik} \left(\frac{\partial x_i}{\partial \lambda} \frac{\partial x_k}{\partial \mu} - \frac{\partial x_i}{\partial \mu} \frac{\partial x_k}{\partial \gamma} \right) \delta\lambda\, \delta\mu,$$

et les limites d'intégration ne dépendraient pas du temps.

Cependant, comme les M_{ik} et les x_i dépendent du temps, l'intégrale I en dépendra généralement. Pour qu'elle en soit indépendante, il faudra que l'on ait

$$(51) \qquad \frac{d}{dt} \left[\sum_{i,k} M_{ik} \left(\frac{\partial x_i}{\partial \lambda} \frac{\partial x_k}{\partial \mu} - \frac{\partial x_i}{\partial \mu} \frac{\partial x_k}{\partial \lambda} \right) \right] = 0.$$

Si ceci a lieu, comme on l'a déjà supposé, quelle que soit la forme et quelle que soit l'étendue de l'espace E_2^0 et, par suite, de l'espace E_2, il est clair que cette équation doit avoir lieu, quelles que soient les fonctions de λ, μ, qu'on a prises pour les x_i^0 et, par suite, pour les x_i. Or, quand λ varie de $\delta\lambda$, x_i varie de $\delta' x_i = \frac{\partial x_i}{\partial \lambda} \delta\lambda$, et il saute aux yeux que les δx_i vérifient les équations aux variations des équations (33); de même, pour les variations $\delta'' x_i = \frac{\partial x_i}{\partial \lambda} \delta\mu$ correspondant à la seule variation de μ. D'après cela, l'équation pourra s'écrire

$$\frac{d}{dt} \left[\sum_{i,k} M_{ik} (\delta' x_i\, \delta'' x_k - \delta' x_k\, \delta'' x_i) \right] = 0;$$

elle exprime que la fonction

$$f = \sum_{i,k} M_{ik}(\delta' x_i \delta'' x_k - \delta' x_k \delta'' x_i)$$

est une intégrale dépendant de trois solutions voisines, x_i, $x_i + \delta' x_i$, $x_i + \delta'' x_i$.

Ainsi, par exemple, dans le cas des équations canoniques, nous avons vu que la somme

$$\sum_i (\delta' q_i \delta'' p_i - \delta'' q_i \delta' p_i)$$

est une intégrale quand les $\delta' p_i$, $\delta' q_i$ et $\delta'' p_i$, $\delta'' q_i$ sont deux systèmes de solutions des équations aux variations; cela équivaut à dire que l'intégrale double

$$I = \int\int (dp_1 dq_1 + dp_2 dq_2 + \ldots + dp_n dq_n)$$

est un invariant intégral.

On peut considérer de la même façon des intégrales k^{uples}, représentant des invariants intégraux, c'est-à-dire dont la dérivée par rapport au temps soit nulle, et cela, quel que soit l'espace E_k suivant lequel on intègre.

Soit

$$I = \overbrace{\int\int \cdots \int}^{k.} \sum M_{\alpha,\beta,\ldots,\lambda} \delta x_\alpha, \delta x_\beta, \ldots, \delta x_\lambda$$

une telle intégrale k — uple, où les $M_{\alpha,\beta,\ldots,\lambda}$ sont des fonctions de x et de t. La condition $\frac{dI}{dt} = 0$ équivaut à la suivante :

$$\frac{d}{dt}\left\{ \sum M_{\alpha,\beta,\ldots,\lambda} \begin{vmatrix} \delta^1 x_\alpha & \delta^1 x_\beta & \ldots & \delta^1 x_\lambda \\ \delta^2 x_\alpha & \delta^2 x_\beta & \ldots & \delta^2 x_\lambda \\ \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ \delta^k x_\alpha & \delta^k x_\beta & \ldots & \delta^k x_\lambda \end{vmatrix} \right\} = 0.$$

Elle exprime que la somme $\sum$, où $\delta^1, \delta^2, \ldots, \delta^k$ sont k symboles différents de différentielles, est une intégrale dépendant de $(k+1)$ solutions voisines.

Prenons, par exemple, l'intégrale multiple d'ordre n

$$I = \overbrace{\int\int \cdots \int}^{n.} M \delta x_1, \delta x_2, \ldots, \delta x_n.$$

Dire que I est un invariant, c'est dire que le produit

$$P = M. \begin{vmatrix} \delta^1 x_1 & \delta^1 x_2 & \dots & \delta^1 x_n \\ \delta^2 x_1 & \delta^2 x_2 & \dots & \delta^2 x_n \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \delta^n x_1 & \delta^n x_2 & \dots & \delta^n x^n \end{vmatrix} = M.D,$$

où $\delta^1, \delta^2, \dots, \delta^n$ désignent n systèmes différents de différentielles, est une intégrale dépendant de $(n+1)$ solutions voisines. Cherchons ce que doit être la fonction M pour qu'il en soit ainsi. Il faut avoir $\frac{dP}{dt} = 0$, ou

$$D. \frac{dM}{dt} + M \frac{dD}{dt} = 0;$$

La différentiation de D donne d'ailleurs

$$\frac{dD}{dt} = \begin{vmatrix} \frac{d\delta^1 x_1}{dt} & \delta^1 x_2 & \dots & \delta^1 x_n \\ \frac{d\delta^2 x_1}{dt} & \delta^2 x_2 & \dots & \delta^2 x_n \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \frac{d\delta^n x_1}{dt} & \delta^n x_2 & \dots & \delta^n x_n \end{vmatrix} + \dots$$

où les points représentent $(n-1)$ déterminants analogues au premier qui est écrit.

Mais les $\delta^i x_k$ vérifient les équations aux variations, en sorte que l'on a

$$\begin{aligned} \frac{d\delta^1 x_1}{dt} &= \frac{\partial X_1}{\partial x_1} \delta^1 x_1 + \frac{\partial X_1}{\partial x_2} \delta^1 x_2 + \dots + \frac{\partial X_1}{\partial x_n} \delta^1 x_n, \\ \frac{d\delta^2 x_1}{dt} &= \frac{\partial X_1}{\partial x_1} \delta^2 x_1 + \frac{\partial X_1}{\partial x_2} \delta^2 x_2 + \dots + \frac{\partial X_1}{\partial x_n} \delta^2 x_n, \\ &\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots \\ \frac{d\delta^n x_1}{dt} &= \frac{\partial X_1}{\partial x_1} \delta^n x_1 + \frac{\partial X_1}{\partial x_2} \delta^n x_2 + \dots + \frac{\partial X_1}{\partial x_n} \delta^n x_n. \end{aligned}$$

En substituant ces valeurs dans le déterminant écrit, on voit qu'il est égal au produit

$$\frac{\partial X_1}{\partial x_1} D;$$

les autres seraient de même égaux à $\frac{\partial X_2}{\partial x_2} D, \dots, \frac{\partial X_n}{\partial x_n} D$, en sorte qu'il vient

$$\frac{dD}{dt} = D \sum_i \frac{\partial X_i}{\partial x_i}$$

d'où, par conséquent,

$$\frac{dP}{dt} = D\left(\frac{dM}{dt} + M\sum\frac{\partial X_i}{\partial x_i}\right);$$

d'autre part, on sait que

$$\frac{dM}{dt} = \sum_i X_i \frac{\partial M}{\partial x_i} + \frac{\partial M}{\partial t}.$$

Nous trouvons donc, en définitive,

$$\frac{dP}{dt} = D\left[\sum_i \frac{\partial(X_i M)}{\partial x_i} + \frac{\partial M}{\partial t}\right] = 0,$$

c'est-à-dire

$$\sum_i \frac{\partial(X_i M)}{\partial x_i} + \frac{\partial M}{\partial t} = 0.$$

On voit ainsi que M doit être un multiplicateur au sens de Jacobi.

On déduirait aisément du résultat précédent la propriété d'invariance qui a été établie dès le début, attendu que, si l'on fait un changement de variables portant sur $x_1, x_2, \ldots, x_n$, le déterminant D se reproduit multiplié par le déterminant de la transformation Δ. Si donc, M était un multiplicateur avec les premières variables, $M\Delta$ sera bien un multiplicateur pour les nouvelles variables.

Ce retour au multiplicateur de Jacobi est très intéressant, car il manifeste déjà l'importance des notions nouvelles dues à M. Poincaré, puisque ce multiplicateur n'y apparaît que comme un cas particulier de conceptions beaucoup plus générales. Ajoutons que l'éminent géomètre a tiré un grand parti de ces invariants intégraux dans ses recherches de Mécanique, notamment en ce qui concerne la stabilité. Mais nous renverrons, pour ce sujet, au livre de M. Poincaré *Sur les Méthodes nouvelles de la Mécanique céleste*.

Dans une Note insérée en janvier 1896 aux *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, M. Kœnigs a également étudié les invariants intégraux représentés par des intégrales $(n-1)$ — uples de la forme

$$I = \overbrace{\int\int\cdots\int}^{n-1.} M_i\, dx_1 \ldots dx_{i-1}\, dx_{i+1} \ldots dx_n,$$

dans l'hypothèse où les coefficients X des équations différentielles sont indépendants de t, ainsi que les fonctions M_i. Si l'on pose

$$B(\theta) = \sum_i M_i \frac{\partial\theta}{\partial x_i},$$

et si α désigne une intégrale qui n'annule pas $B(0)$, *la fonction* $B(\alpha)$ *est un multiplicateur.*

La connaissance de deux intégrales α, β permet alors d'en former une troisième $\frac{B(\beta)}{B(\alpha)}$, ainsi que le permet le théorème de Poisson dans le cas des équations canoniques.

EXERCICES.

1. Appliquer la méthode d'intégration de Jacobi aux problèmes traités dans les Chapitres précédents, ou proposés comme exercices à la fin de ces Chapitres.

2. Un trièdre trirectangle OXYZ tourne avec une vitesse constante ω autour de son arête OZ, qui est dirigée en sens contraire de la pesanteur; il entraîne avec lui un paraboloïde P qui, rapporté aux axes OX, OY, OZ, aurait pour équation

$$x^2 - y^2 = 2pz.$$

Un point M de masse 1, de poids g, assujetti à se mouvoir sur la surface de P, est attiré vers le sommet O du paraboloïde par une force égale à $\frac{2g}{p}$ MO; en outre, MA, MB étant les perpendiculaires abaissées de M sur les génératrices rectilignes de P qui passent au sommet O, le point M est encore sollicité par deux forces dirigées suivant les *segments* AM, BM, et égales, la première à $\frac{3g}{p}$ AM, la seconde à $\frac{3g}{p}$ BM.

La position du mobile M sera définie par les valeurs des paramètres λ, μ qui figurent dans les équations

$$\frac{x^2}{\lambda - p} + \frac{y^2}{\lambda + p} = \lambda - 2z, \qquad \frac{x^2}{\mu + p} + \frac{y^2}{\mu - p} = \mu + 2z$$

des paraboloïdes homofocaux à P et passant par le point M.

Cela posé, on demande :

1° De former l'équation différentielle aux dérivées partielles dont, suivant le théorème de Jacobi, il suffirait de connaître une intégrale complète pour en déduire, par de simples différentiations, les équations du mouvement du point M;

2° De trouver cette intégrale complète et les équations du mouvement quand on suppose $\omega = 0$;

3° D'intégrer l'équation de la trajectoire et d'indiquer la forme de cette ligne quand, ω étant toujours nul, on a, à l'instant initial,

$$x = y = p\sqrt{\frac{3}{2}}, \qquad \frac{dx}{dt} = -\frac{3 + 3\sqrt{3}}{8}\sqrt{pg}, \qquad \frac{dy}{dt} = -\frac{9 + \sqrt{3}}{8}\sqrt{pg}.$$

(*Agrégation.*)

3. *Transformations isogonales en Mécanique, d'après M. Goursat.* — Considérons le mouvement d'un point matériel dans un plan, dans le cas où il existe une fonction de forces $U(x, y)$. La détermination des trajectoires qui correspondent à une même valeur h de la constante des forces vives se ramène à la

recherche d'une intégrale complète de l'équation aux dérivées partielles

$$(1)\qquad \left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial\theta}{\partial y}\right)^2=2(U+h).$$

Posons $z=x+yi$, $Z=X+Yi$ et soit $z=F(Z)$ une fonction analytique de la variable complexe Z; de cette relation, on tire

$$(2)\qquad x=\varphi(X,Y),\qquad y=\psi(X,Y),$$

les fonctions φ et ψ vérifiant les conditions

$$(3)\qquad \frac{\partial\varphi}{\partial X}=\frac{\partial\psi}{\partial Y},\quad \frac{\partial\varphi}{\partial Y}=-\frac{\partial\psi}{\partial X}.$$

Si, dans l'équation (1), on fait le changement de variables défini par les formules (2), on reconnaît immédiatement qu'elle devient

$$(4)\qquad \left(\frac{\partial\theta}{\partial X}\right)^2+\left(\frac{\partial\theta}{\partial Y}\right)^2=2(U+h)\left[\left(\frac{\partial\varphi}{\partial X}\right)^2+\left(\frac{\partial\varphi}{\partial Y}\right)^2\right],$$

équation de même forme que (1). Donc, *si l'on considère toutes les trajectoires correspondant à la fonction des forces* $U(x,y)$ *et à la valeur* h *de la constante des forces vives, et qu'on soumette ces courbes à la transformation isogonale* (2), *les nouvelles courbes seront les trajectoires correspondant à la nouvelle fonction des forces*

$$[U(\varphi,\psi)+h]\left[\left(\frac{\partial\varphi}{\partial X}\right)^2+\left(\frac{\partial\varphi}{\partial Y}\right)^2\right]$$

et à la valeur zéro de la constante des forces vives.

Par exemple, en prenant

$$U=\frac{\alpha}{\sqrt{x^2+y^2}}+\beta,\qquad h=0,$$

où α et β sont des constantes, puis en faisant $z=Z^2$, $x=X^2-Y^2$, $y=2XY$, on trouve pour nouvelle fonction de forces

$$4\alpha+4\beta(X^2+Y^2).$$

On passe ainsi de la loi d'attraction newtonienne à la loi d'attraction proportionnelle à la distance. (GOURSAT, *Comptes rendus*, t. CVIII, p. 446.)

4. *Transformation de M. Darboux.* — Soit, en adoptant les notations du n° 487, un système à liaisons indépendantes du temps, soumis à des forces dérivant d'une fonction U ne contenant pas t, et

$$dS^2=\sum m(dx^2+dy^2+dz^2)=\sum a_{ij}\,dq_i\,dq_j.$$

La détermination des trajectoires se ramène, d'après le principe de la moindre

action, à la détermination des fonctions $q_1, q_2, \ldots, q_k$ rendant minimum l'intégrale

$$\mathcal{L} = \int \sqrt{\alpha U + \beta}\, dS.$$

où α et β désignent des constantes. Comme on peut écrire identiquement

$$\mathcal{L} = \int \sqrt{\frac{\beta}{U} + \alpha}\sqrt{U}\, dS = \int \sqrt{\frac{\beta}{U} + \alpha}\, dS',$$

où

$$dS'^2 = U\, dS^2,$$

on voit que :

Si l'on sait trouver les trajectoires du système proposé, la constante des forces vives étant $\frac{\beta}{\alpha}$, *on en déduit les trajectoires d'un autre système à k paramètres* $q_1, q_2, \ldots, q_k$ *pour lequel le nouveau* dS^2 *est donné par*

$$dS'^2 = U\, dS^2$$

et la nouvelle fonction des forces par

$$U' = \frac{1}{U},$$

la nouvelle constante des forces vives étant $\frac{\alpha}{\beta}$.

Cette transformation comprend la précédente, donnée par M. Goursat.

(DARBOUX, *Comptes rendus*, t. CVIII, p. 449.)

5. Un système, assujetti à des liaisons pouvant dépendre du temps, est sollicité par des forces dérivant d'une fonction U des coordonnées et du temps; en outre, chaque point du système subit une résistance de milieu proportionnelle à sa masse et à sa vitesse. Démontrer qu'on peut, par un changement de la variable indépendante t, faire disparaître ces résistances de milieu, de façon à pouvoir ensuite appliquer au système les théorèmes d'Hamilton et de Jacobi.

Réponse. — Les équations du mouvement sont, d'après la méthode des multiplicateurs de Lagrange,

$$(1) \qquad m_\nu \frac{d^2 x_\nu}{dt^2} = \frac{\partial U}{\partial x_\nu} - k m_\nu \frac{dx_\nu}{dt} + \lambda_1 \frac{\partial f_1}{\partial x_\nu} + \ldots + \lambda_h \frac{\partial f_h}{\partial x_\nu},$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots,$$

où k est une constante positive, la même dans toutes les équations.

Faisons le changement de variable $\tau = e^{-kt}$. Les équations prennent la forme

$$(2) \qquad m_\nu \frac{d^2 x_\nu}{d\tau^2} = \frac{\partial V}{\partial x_\nu} + \mu_1 \frac{\partial f_1}{\partial x_\nu} + \ldots + \mu_h \frac{\partial f_h}{\partial x_\nu},$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots,$$

à condition de poser

$$V = \frac{1}{k^2\tau^2} U, \qquad \mu_i = \frac{\lambda_i}{k^2\tau^2}.$$

On est donc ramené à intégrer les équations (2) qui sont les équations du

mouvement du système donné, *non soumis à la résistance de milieu et sollicité par des forces dérivant de la nouvelle fonction* V.

On pourra donc appliquer à ce dernier mouvement les méthodes d'Hamilton et de Jacobi; on en conclura, en revenant à la variable t, les intégrales des équations (1).

On pourra appliquer cette méthode aux cas particuliers suivants :

1° Mouvement d'un seul point.

[Ce problème a été traité par M. Elliot et ramené par lui, d'une autre manière, aux formes canoniques (*Comptes rendus*, 1892; *Annales de l'École Normale*, août 1893). *Voir* également ce Volume, p. 48.]

2° Mouvement de deux points pesants reliés par un fil inextensible et sans masse, chaque point subissant une résistance de milieu proportionnelle à sa masse et à sa vitesse.

6. Mouvement de trois points matériels m, m', m'', situés dans un plan fixe et s'attirant mutuellement suivant une fonction de la distance; les points m' et m'' sont en outre assujettis à rester à des distances constantes de m [*Voir* LIOUVILLE, *Sur un problème de Mécanique* (*Journal de Liouville*, 2e série, t. III)].

La position du système dépend de quatre paramètres : en prenant pour l'un de ces paramètres l'angle α de mm' avec mm'', on voit que la fonction des forces ne dépend que de α. Le problème se ramène à des quadratures.

7. Soient $\varphi = c$, $\psi = c'$ deux intégrales des équations canoniques; si la parenthèse (φ, ψ) n'est pas nulle et est fonction de φ et de ψ seulement, il existe toujours une fonction f de φ et ψ qui, égalée à une constante, fournit une intégrale telle que (φ, f) soit identiquement égal à l'unité.

CHAPITRE XXVI.

CHOCS ET PERCUSSIONS.

I. — PERCUSSIONS APPLIQUÉES A UN POINT MATÉRIEL.

505. **Définitions.** — Il peut arriver que les points d'un système matériel changent brusquement de vitesses dans un temps extrêmement court, sans que le système change sensiblement de position.

Par exemple, quand on donne un coup de queue à une bille de billard immobile, dans le temps extrêmement court pendant lequel la queue touche la bille, les vitesses des différents points de cette bille prennent brusquement des valeurs finies, sans qu'elle ait sensiblement changé de position : la bille se meut ensuite sur le tapis suivant des lois que nous avons étudiées.

De même, une balle élastique lancée contre un mur rebondit : dans le temps extrêmement court pendant lequel la balle est en contact avec le mur, sa position ne change pas sensiblement, mais les vitesses de ses différents points changent brusquement, puisque la balle qui se dirigeait vers le mur un instant avant le contact s'en éloigne immédiatement après; à partir de ce moment le mouvement de la balle se fait de nouveau sous l'action de la pesanteur, dont l'effet est négligeable pendant le temps très court qu'a duré le contact.

Lorsque des faits de ce genre se présentent, on dit que le système en mouvement subit des *percussions*.

Ces phénomènes étaient attribués autrefois à ce qu'on appelait des *forces instantanées;* mais on peut les rattacher très simplement aux théorèmes généraux de la Dynamique : ils sont produits par des *forces extrêmement grandes agissant pendant un temps extrêmement court.* Nous analyserons d'abord le phénomène pour un seul point matériel.

506. Percussions appliquées à un point matériel. — 1° *Une percussion.* Considérons d'abord un point matériel de masse m sollicité par une force F de projections X, Y, Z; les équations de son mouvement sont

$$(1)\qquad m\frac{d^2x}{dt^2}=X,\qquad m\frac{d^2y}{dt^2}=Y,\qquad m\frac{d^2z}{dt^2}=Z;$$

quelle que soit la loi de la force, les quantités X, Y, Z peuvent être regardées, pendant le mouvement, comme des fonctions de t. Multiplions alors les deux membres de ces équations par dt et intégrons de t_0 à t_1 : nous aurons

$$(2)\qquad \left\{\begin{aligned}\left(m\frac{dx}{dt}\right)_1-\left(m\frac{dx}{dt}\right)_0&=\int_{t_0}^{t_1}X\,dt,\\ \left(m\frac{dy}{dt}\right)_1-\left(m\frac{dy}{dt}\right)_0&=\int_{t_0}^{t_1}Y\,dt,\\ \left(m\frac{dz}{dt}\right)_1-\left(m\frac{dz}{dt}\right)_0&=\int_{t_0}^{t_1}Z\,dt,\end{aligned}\right.$$

où $\left(m\frac{dx}{dt}\right)_1$ et $\left(m\frac{dx}{dt}\right)_0$, ... désignent les valeurs de $m\frac{dx}{dt}$, ..., aux instants t_1 et t_0.

On appelle *impulsion* de la force X, Y, Z dans l'intervalle t_1-t_0 le vecteur dont les composantes sont les intégrales des seconds membres. Les équations (2) expriment alors ce théorème :

La variation géométrique de la quantité de mouvement du point dans l'intervalle t_1-t_0 est égale à l'impulsion de la force agissant sur le point.

Supposons que l'intervalle t_1-t_0 soit très petit. Si la force X, Y, Z n'a pas dans cet intervalle une intensité très grande, les seconds membres des équations (2) sont très petits et, par conséquent, la vitesse du mobile varie très peu dans l'intervalle de temps t_1-t_0 : c'est ce qui arrive pour le mouvement d'un point soumis à des forces ordinaires telles que la pesanteur ou l'attraction newtonienne d'un centre fixe, etc... Mais, si la force X, Y, Z a, dans l'intervalle très court t_1-t_0, une intensité très grande de l'ordre de $\frac{1}{t_1-t_0}$, les intégrales des seconds membres ont des

valeurs finies, l'impulsion reste finie, et, par suite, la vitesse du point subit une variation finie; d'ailleurs, le point se déplace très peu pendant ce même intervalle de temps $t_1 - t_0$, puisque sa vitesse reste finie dans tout l'intervalle : d'une façon précise, si l'on appelle V le maximum de la vitesse dans l'intervalle considéré, le déplacement du point est moindre que $V(t_1 - t_0)$.

En résumé, *une force très grande, agissant sur un point pendant un temps très court, produit une variation finie de la vitesse sans que le point se déplace sensiblement.*

A titre de première approximation, considérons le *cas idéal* où l'intervalle $t_1 - t_0$ est infiniment petit et la force infiniment grande de l'ordre de $\frac{1}{t_1 - t_0}$ dans cet intervalle. Alors le point *subit brusquement une variation finie de vitesse sans que sa position change*. Nous dirons que le point m a subi une *percussion*, et nous représenterons cette percussion par un vecteur P d'origine m, ayant pour projections les trois intégrales

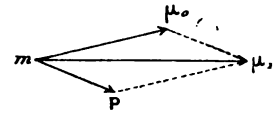
$$a = \int_{t_0}^{t_1} X\,dt, \qquad b = \int_{t_0}^{t_1} Y\,dt, \qquad c = \int_{t_0}^{t_1} Z\,dt.$$

Les équations (2) donnant la variation de la vitesse s'écrivent alors

$$(3)\quad \left\{ \begin{array}{l} \left(m\frac{dx}{dt}\right)_1 - \left(m\frac{dx}{dt}\right)_0 = a, \qquad \left(m\frac{dy}{dt}\right)_1 - \left(m\frac{dy}{dt}\right)_0 = b, \\ \qquad\qquad \left(m\frac{dz}{dt}\right)_1 - m\left(\frac{dz}{dt}\right)_0 = c. \end{array} \right.$$

Ces équations permettent de mesurer la percussion par son effet. Soit $m\mu_0$ la quantité de mouvement du point m avant la

Fig. 271.



percussion et $m\mu_1$ sa quantité de mouvement après : construisons la différence géométrique des vecteurs $m\mu_1$ et $m\mu_0$; les équations

(3) expriment que cette différence géométrique est égale à la percussion appliquée au point. On a donc symboliquement

$$(P) = (m\mu_1) - (m\mu_0).$$

Cette relation détermine la percussion en fonction des quantités de mouvement aux instants t_0 et t_1; inversement, si l'on connaît la quantité de mouvement $m\mu_0$, avant la percussion, et la percussion P, la quantité de mouvement $m\mu_1$, après la percussion, est la somme géométrique de $m\mu_0$ et P.

2° *Plusieurs percussions*. Soient F′, F″, F‴, ... plusieurs forces agissant sur un point et ayant pour projections (X′, Y′, Z′), ... Les équations du mouvement sont

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = X' + X'' + X''' + \ldots,$$
$$m\frac{d^2y}{dt^2} = Y' + Y'' + Y''' + \ldots,$$
$$m\frac{d^2z}{dt^2} = Z' + Z'' + Z''' + \ldots.$$

Multiplions les deux membres par dt, et intégrons de t_0 à t_1, en posant

$$a' = \int_{t_0}^{t_1} X'\,dt, \qquad b' = \int_{t_0}^{t_1} Y'\,dt, \qquad c' = \int_{t_0}^{t_1} Z'\,dt,$$
$$a'' = \int_{t_0}^{t_1} X''\,dt, \qquad b'' = \int_{t_0}^{t_1} Y''\,dt, \qquad c'' = \int_{t_0}^{t_1} Z''\,dt, \qquad \ldots.$$

Nous aurons

$$(4)\qquad \left\{\begin{aligned} \left(m\frac{dx}{dt}\right)_1 - \left(m\frac{dx}{dt}\right)_0 &= a' + a'' + a''' + \ldots,\\ \left(m\frac{dy}{dt}\right)_1 - \left(m\frac{dy}{dt}\right)_0 &= b' + b'' + b''' + \ldots,\\ \left(m\frac{dz}{dt}\right)_1 - \left(m\frac{dz}{dt}\right)_0 &= c' + c'' + c''' + \ldots. \end{aligned}\right.$$

Supposons l'intervalle $t_1 - t_0$ infiniment petit, et les forces F′, F″, F‴, ... infiniment grandes de l'ordre de $\frac{1}{t_1 - t_0}$, dans cet intervalle; les intégrales a', b', c', a'', b'', c'', ..., ont des valeurs

finies, et définissent des percussions P', P'', ..., comme nous venons de le voir.

Les équations (4) montrent que la variation de la quantité de mouvement du point m est la même que s'il était soumis à une percussion unique P de projections a, b, c, définies par les relations

$$a = a' + a'' + a''' + \ldots, \quad b = b' + b'' + b''' + \ldots, \quad c = c' + c'' + c''' + \ldots.$$

Cette percussion unique P, qui peut remplacer les percussions considérées, est donc égale à leur somme géométrique. Ainsi, les percussions appliquées à un point se composent comme les forces.

507. **L'effet des forces ordinaires, comme la pesanteur, est nul pendant la durée d'une percussion.** — En effet, supposons un point sollicité par plusieurs forces F', F'', F''', ..., comme dans le numéro précédent; mais imaginons que la force F' reste finie dans l'intervalle infiniment petit $t_1 - t_0$, tandis que les autres F'', F''', ... deviennent très grandes, comme $\frac{1}{t_1 - t_0}$; alors a', b', c' sont nuls, tandis que a'', b'', c'', ... ont des valeurs différentes de zéro; les termes a', b', c' disparaissent donc des équations (4) et l'effet de la force ordinaire F' est négligeable pendant l'intervalle $t_1 - t_0$.

C'est ainsi que, si une balle heurte un mur, l'action de la pesanteur sur la balle, pendant le choc, est négligeable par rapport aux effets du choc.

508. **Résumé. Théorèmes relatifs à un point matériel.** — Pour abréger l'écriture, nous désignerons par $\Delta\left(m\frac{dx}{dt}\right)$ la quantité $\left(m\frac{dx}{dt}\right)_1 - \left(m\frac{dx}{dt}\right)_0$, c'est-à-dire la variation que subit la quantité $\left(m\frac{dx}{dt}\right)$ dans l'intervalle $t_1 - t_0$.

En général, u étant une fonction de x, y, z, $\frac{dx}{dt}$, $\frac{dy}{dt}$, $\frac{dz}{dt}$, nous appellerons Δu la variation $u_1 - u_0$ que subit cette quantité u dans l'intervalle t_1, t_0. Pour calculer cette variation, il faut bien remarquer que $\frac{dx}{dt}$, $\frac{dy}{dt}$, $\frac{dz}{dt}$ seuls varient, tandis que x, y, z ne

varient pas, le point ne changeant pas de position pendant la durée de la percussion. Les équations (4) s'écrivent alors

$$(5)\quad \Delta\left(m\frac{dx}{dt}\right)=\sum a,\quad \Delta\left(m\frac{dy}{dt}\right)=\sum b,\quad \Delta\left(m\frac{dz}{dt}\right)=\sum c.$$

Elles expriment le théorème suivant :

La variation de la projection de la quantité de mouvement d'un point sur un axe est égale à la somme des projections des percussions sur le même axe.

Faisons maintenant, sur les formules (5), la combinaison des moments par rapport à Oz; nous aurons une première équation

$$x\Delta\left(m\frac{dy}{dt}\right)-y\Delta\left(m\frac{dz}{dt}\right)=\sum(bx-ay),$$

dans laquelle le second membre est la somme des moments des percussions par rapport à Oz. Quant au premier, nous l'interpréterons ainsi : remarquant que x et y restent fixes par hypothèse pendant la percussion, nous pourrons l'écrire

$$\Delta\left(xm\frac{dy}{dt}-ym\frac{dx}{dt}\right),$$

et nous arrivons à ce théorème :

La variation du moment de la quantité de mouvement d'un point par rapport à un axe est égale à la somme des moments des percussions par rapport à cet axe.

II. — PERCUSSIONS APPLIQUÉES A UN SYSTÈME.

509. Théorèmes généraux. — A l'aide des théorèmes précédents, nous obtiendrons facilement des théorèmes généraux concernant les percussions dans les ensembles matériels; nous opérerons absolument comme pour la recherche des théorèmes fondamentaux de la dynamique des systèmes.

Nous partagerons les percussions qui agissent sur chacun des points $m(x, y, z)$ du système en deux catégories. Dans la première, nous placerons les percussions intérieures (a_i, b_i, c_i), autrement dit, les percussions résultant des forces intérieures.

Toutes les autres percussions constitueront la seconde catégorie, celle des percussions extérieures (a_e, b_e, c_e).

En faisant cette distinction, nos équations (5) deviennent :

$$\Delta\left(m\frac{dx}{dt}\right) = \sum a_i + \sum a_e,$$
$$\Delta\left(m\frac{dy}{dt}\right) = \sum b_i + \sum b_e,$$
$$\Delta\left(m\frac{dz}{dt}\right) = \sum c_i + \sum c_e.$$

Faisons la somme des équations analogues pour tous les points du système, nous aurons, pour les équations relatives à l'axe des x,

$$\sum \Delta\left(m\frac{dx}{dt}\right) = \sum\sum a_i + \sum\sum a_e.$$

Dans le premier membre, nous pouvons intervertir les signes Δ et Σ, et écrire $\Delta\sum m\frac{dx}{dt}$; dans le second membre, le terme $\Sigma\Sigma a_i$ disparaît, car les percussions intérieures obéissent au principe de l'égalité de l'action et de la réaction comme les forces qui les produisent; on a donc

$$\Delta\sum m\frac{dx}{dt} = \sum\sum a_e,$$

formule qui exprime ce théorème :

Théorème I. — *La variation de la somme des projections des quantités de mouvement sur un axe fixe est égale à la somme des projections des percussions extérieures sur cet axe.*

On peut considérer ce théorème comme une conséquence du théorème général des quantités de mouvements projetées; pour l'en déduire, il suffirait d'intégrer de t_0 à t_1 l'équation

$$\frac{d}{dt}\sum m\frac{dx}{dt} = \sum\sum X_e,$$

en ne conservant, dans le second membre, que les termes provenant des forces infiniment grandes pendant l'intervalle infiniment petit $t_1 - t_0$.

On peut interpréter autrement le théorème qui précède en introduisant le centre de gravité (ξ, η, ζ) par les formules

$$\sum m \frac{dx}{dt} = \mathrm{M} \frac{d\xi}{dt}, \qquad \ldots;$$

on a alors

$$\Delta \left(\mathrm{M} \frac{d\xi}{dt} \right) = \sum \sum a_e, \qquad \ldots,$$

d'où

Théorème. — *La variation de la quantité de mouvement du centre de gravité est la même que si la masse totale y était concentrée, et si toutes les percussions extérieures y étaient directement appliquées.*

Prenons maintenant le théorème des moments des quantités de mouvement pour un point matériel du système, en séparant encore les percussions en intérieures et extérieures; nous aurons

$$\Delta \left[m \left(x \frac{dy}{dt} - y \frac{dx}{dt} \right) \right] = \sum (x b_i - y a_i) + \sum (x b_e - y a_e).$$

Ajoutons les équations analogues pour tous les points du système, nous obtiendrons en intervertissant les signes Σ et Δ dans le premier membre

$$\Delta \sum m \left(x \frac{dy}{dt} - y \frac{dx}{dt} \right) = \sum \sum (x b_e - y a_e),$$

où les percussions intérieures disparaissent comme égales et directement opposées. L'équation qui précède est l'expression du théorème :

Théorème II. — *La variation de la somme des moments des quantités de mouvements, par rapport à un axe fixe, est égale à la somme des moments des percussions extérieures par rapport à cet axe.*

Remarque. — Dans tous les théorèmes qui précèdent, nous n'avons parlé que d'axes fixes; mais comme, par hypothèse, pendant la durée infiniment petite des percussions, le système ne subit aucun déplacement, ces théorèmes s'appliquent à un axe lié à un des corps du système.

III. — APPLICATIONS DES THÉORÈMES GÉNÉRAUX.

510. Choc direct de deux sphères. — Soient deux sphères homogènes de masses m et m' qui, à un instant t_0, viennent à se heurter. Le choc des deux sphères est appelé *direct* quand à cet instant t_0 les deux sphères ne tournent pas et que les vitesses de leurs centres C et C′ sont dirigées suivant la ligne des centres CC′. Pendant la durée très courte du choc $t_1 - t_0$, la ligne des centres peut être regardée comme sensiblement immobile, nous la prendrons pour axe Ox; nous appellerons v_0 et v'_0 les valeurs algébriques, estimées suivant cet axe, des vitesses des deux centres à l'instant t_0 où le choc commence et v_1 et v'_1 les valeurs algébriques de ces vitesses à l'instant t_1 où il finit. Nous pouvons admettre, par raison de symétrie, que ces vitesses finales sont aussi dirigées suivant Ox.

Analysons sommairement le phénomène. A partir de l'instant t_0 où les sphères se touchent, elles se déforment aux environs du point de contact, leurs centres continuent à se rapprocher un peu jusqu'à une distance minimum atteinte à un certain instant t'; pendant cette première phase du choc, il se produit entre les deux sphères des réactions tendant à les écarter; ces réactions sont très grandes; leur travail est négatif, et la force vive totale du système va en diminuant. A l'instant t' les deux centres ont atteint la même vitesse, ils ne se rapprochent plus et la déformation est maximum; à partir de ce moment, les réactions mutuelles des deux sphères continuant à agir, les deux sphères tendent à se séparer en reprenant leurs formes primitives et, à l'instant t_1, elles ne se touchent plus que par un point : le choc est terminé. Pendant cette deuxième phase, de l'instant t' à l'instant t_1, la force vive du système augmente car le travail des réactions est positif.

Une première relation entre les vitesses aux instants t_0 et t_1 est fournie par le théorème des projections des quantités de mouvement. Comme les forces ordinaires, telles que la pesanteur, peuvent être négligées pendant la durée très courte du choc, les deux sphères constituent un système soumis uniquement à des percussions intérieures. La variation de la somme des projections

des quantités de mouvement sur Ox est donc nulle, et l'on a l'équation

$$(1) \qquad mv_1 + m'v'_1 = mv_0 + m'v'_0,$$

qu'on obtiendrait également en écrivant que la vitesse V du centre de gravité n'a pas varié

$$V = \frac{mv_0 + m'v'_0}{m + m'} = \frac{mv_1 + m'v'_1}{m + m'}.$$

Pour achever de déterminer v_1 et v'_1, il faut faire des hypothèses sur la nature des deux corps.

1° *Les corps sont parfaitement mous.* — On dit que les corps sont parfaitement mous, quand ils restent en contact après le choc. Dans le problème qui nous occupe, cette hypothèse se traduit par $v_1 = v'_1$. On a alors, d'après la relation (1),

$$(2) \qquad v_1 = v'_1 = \frac{mv_0 + m'v'_0}{m + m'} = V.$$

Dans ce cas, le choc se réduit à sa première phase, l'instant t' coïncide avec t_1. Il y a donc perte de force vive. C'est ce qu'il est facile de vérifier; en effet, la force vive perdue est

$$mv_0^2 + m'v_0'^2 - mv_1^2 - m'v_1'^2;$$

remplaçant v_1 et v'_1 par leurs valeurs (2), on trouve

$$(3) \qquad \frac{mm'}{m + m'}(v_0 - v'_0)^2,$$

quantité positive. Cette perte doit s'entendre comme une perte de force vive sensible mécaniquement; d'après le théorème de la conservation de l'énergie, la force vive ainsi perdue doit se retrouver sous une autre forme, par exemple sous forme de chaleur.

Nous pouvons faire sur cet exemple la vérification d'un théorème de Carnot, que nous démontrerons plus loin dans sa généralité. Remarquons d'abord que le choc provient de ce qu'une nouvelle liaison a été brusquement introduite dans le système; deux corps, qui étaient primitivement indépendants, sont venus se mettre en contact; en outre, dans le cas des corps mous, qui nous occupe actuellement, cette liaison brusquement introduite *persiste après*

le choc. Dans ces conditions, *la force vive perdue est égale à la force vive qu'aurait le système si chacun de ses points était animé de la vitesse qu'il a perdue par l'effet du choc;* la vitesse perdue par un point étant, par définition, la différence géométrique entre sa vitesse après et sa vitesse avant le choc.

Actuellement, la vitesse perdue par chaque point de la première sphère est égale à la valeur absolue de $v_1 - v_0$, car les vitesses v_1 et v_0 sont parallèles à Ox; de même la vitesse perdue par chaque point de la deuxième sphère est la valeur absolue de $v'_1 - v'_0$; la force vive qui serait due à ces vitesses perdues est donc

$$m(v_1 - v_0)^2 + m'(v'_1 - v'_0)^2;$$

en remplaçant dans cette expression v_1 et v'_1 par leur valeur commune (2), on trouve immédiatement qu'elle est égale à la force vive perdue (3) calculée plus haut.

2° *Les corps sont parfaitement élastiques.*

On dit que deux corps sont *parfaitement élastiques* quand il n'y a aucune perte de force vive dans leur choc. Si donc on suppose que les deux sphères satisfassent à cette condition, on a la nouvelle relation

$$mv_1^2 + m'v'^2_1 = mv_0^2 + m'v'^2_0,$$

qui, jointe à

$$mv_1 + m'v'_1 = mv_0 + m'v'_0,$$

permet de déterminer les vitesses inconnues v_1 et v'_1. Pour résoudre ce système, nous l'écrirons

$$m(v_1 - v_0) = m'(v'_0 - v'_1),$$
$$m(v_1^2 - v_0^2) = m'(v'^2_0 - v'^2_1).$$

En divisant membre à membre et, transposant les termes, on en tire

$$v_1 - v'_1 = v'_0 - v_0,$$

relation qui exprime que la vitesse relative des deux sphères n'a pas varié par le choc; elle a seulement changé de signe, non de grandeur; posons

$$v_1 = v'_0 + \alpha, \qquad v'_1 = v_0 + \alpha,$$

l'équation précédente sera identiquement satisfaite; si nous por-

tons ces valeurs dans la deuxième équation, nous avons

$$\alpha = \frac{m - m'}{m + m'}(v_0 - v'_0),$$

d'où l'on déduit immédiatement les vitesses finales v_1 et v'_1.

Si les deux billes ont même masse ($m = m'$) on a $\alpha = 0$, d'où

$$v_1 = v'_0, \qquad v'_1 = v_0;$$

chacune des billes a, après le choc, la vitesse qu'avait l'autre avant le choc, et pour un observateur inattentif tout se passe comme si les deux billes s'étaient simplement traversées sans modifier leur mouvement.

3° *Cas intermédiaire.* — Dans le cas des corps absolument *mous,* nous avons vu que le choc avait pour effet d'annuler la vitesse relative des deux corps; dans le cas des corps élastiques, le choc en fait simplement changer le signe. On peut, avec Newton, essayer de se rendre compte de ce qui se passe pour des corps imparfaitement élastiques, en supposant que le choc fasse changer le signe de cette vitesse relative et la *réduise* dans un rapport donné k :

$$v_1 - v'_1 = k(v'_0 - v_0), \qquad (\text{avec } 0 \leqq k \leqq 1).$$

Si l'on a $k = 0$, les corps sont parfaitement mous; ils sont parfaitement élastiques si k est égal à 1. Cette dernière équation, à laquelle nous joignons toujours l'équation des quantités de mouvement

$$mv_1 + m'v'_1 = mv_0 + m'v'_0,$$

permet de calculer les vitesses v_1, v'_1. On vérifie aisément qu'il y a toujours perte de force vive, et que cette perte a pour expression

$$(1 - k^2)\frac{mm'}{m + m'}(v_0 - v'_0)^2,$$

c'est-à-dire le produit par $(1 - k^2)$ de la perte de force vive qui serait due au choc si l'on supposait les corps parfaitement mous.

511. Percussions appliquées à un solide mobile autour d'un axe fixe Oz. — Supposons que la fixité de l'axe Oz ait été obtenue en fixant deux points O et O′ d'un solide. Le solide étant en mouvement, on lui applique à l'instant t_0 des percussions $P_1, P_2, \ldots, P_n$,

regardées comme connues. Alors, la vitesse angulaire de rotation passe brusquement de la valeur connue ω_0 à une certaine valeur inconnue ω_1, qu'il faut déterminer. Appelons x_ν, y_ν, z_ν les coordonnées du point d'application de la percussion P_ν, et a_ν, b_ν, c_ν les projections de cette percussion sur les axes. Le corps exercera des percussions sur les points fixes O et O′, et ceux-ci réagiront en exerçant sur le corps des percussions inconnues P et P′, de projections a, b, c et a', b', c''. Appelons Mk^2 le moment d'inertie du corps par rapport à Oz : la somme des moments des quantités de mouvement des points du corps par rapport à Oz est $Mk^2\omega$. Nous avons donc, en appliquant le théorème des moments par rapport à Oz sous la forme de la page 475, et posant $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_0$:

$$(1) \qquad Mk^2\Delta\omega = \sum_\nu (x_\nu b_\nu - y_\nu a_\nu);$$

les percussions P et P′ n'entrent pas dans cette formule, puisque leurs moments sont nuls. Cette équation résout entièrement le problème : elle donne la variation de vitesse angulaire due aux percussions.

Proposons-nous maintenant de déterminer les percussions de liaison P et P′. Nous appliquerons pour cela le théorème des moments des quantités de mouvement par rapport à Ox et Oy, puis le théorème des quantités de mouvement projetées par rapport aux trois axes; ce qui donnera les cinq équations nouvelles

$$\Delta\sum m\left(y\frac{dz}{dt} - z\frac{dy}{dt}\right) = \sum_\nu (y_\nu c_\nu - z_\nu b_\nu) - hb',$$

$$\Delta\sum m\left(z\frac{dx}{dt} - x\frac{dz}{dt}\right) = \sum_\nu (z_\nu a_\nu - x_\nu c_\nu) + ha',$$

$$\Delta\sum m\frac{dx}{dt} = \sum_\nu a_\nu + a + a',$$

$$\Delta\sum m\frac{dy}{dt} = \sum_\nu b_\nu + b + b',$$

$$\Delta\sum m\frac{dz}{dt} = \sum_\nu c_\nu + c + c',$$

où h est le z du point O′.

Mais, dans une rotation de vitesse angulaire ω, autour de Oz, on a à chaque instant

$$\frac{dx}{dt} = -\omega y, \qquad \frac{dy}{dt} = \omega x, \qquad \frac{dz}{dt} = 0;$$

en remplaçant les dérivées par ces valeurs dans les équations ci-dessus, et remarquant qu'on peut faire sortir des signes Δ les quantités telles que Σmxz, qui dépendent seulement de la position du système, puisque le corps est supposé immobile pendant la percussion, nous obtiendrons

$$(2) \qquad \left\{ \begin{aligned} -\left(\sum mxz\right)\Delta\omega &= \sum_{\nu}\left(y_\nu c_\nu - z_\nu b_\nu\right) - hb', \\ -\left(\sum myz\right)\Delta\omega &= \sum_{\nu}\left(z_\nu a_\nu - x_\nu c_\nu\right) + ha', \\ -\left(\sum my\right)\Delta\omega &= \sum_{\nu} a_\nu + a + a', \\ \left(\sum mx\right)\Delta\omega &= \sum_{\nu} b_\nu + b + b', \\ 0 &= \sum_{\nu} c_\nu + c + c'. \end{aligned} \right.$$

Ces équations ne déterminent pas entièrement les percussions P et P'; elles nous donnent, en effet, b', a', a, b et seulement $c + c'$; la quantité $\Delta\omega$, qui entre dans les premiers membres, étant d'ailleurs déterminée par la relation (1).

512. Cas d'une percussion unique. Centre de percussion. — Supposons qu'il n'y ait qu'une percussion donnée P_1 (a_1, b_1, c_1) appliquée au point (x_1, y_1, z_1), et cherchons si l'on peut disposer de cette percussion de façon que les appuis O et O' ne supportent aucune percussion, c'est-à-dire que a, b, c, a', b', c' soient nuls.

En introduisant ces conditions dans la dernière des équations ci-dessus, nous obtiendrons

$$0 = c_1,$$

c'est-à-dire que la percussion donnée P_1 doit être perpendiculaire à l'axe de rotation. Supposons alors que l'on ait pris pour

plan des xy le plan $O_1x'y'$ perpendiculaire à Oz, et contenant cette percussion, et, dans ce plan, un axe des x perpendiculaire à P_1; on aura alors (*fig.* 272)

$$a_1 = 0, \qquad b_1 \neq 0, \qquad c_1 = 0, \qquad z_1 = 0,$$

en sorte que les quatre autres équations deviendront, dans ce nouveau système d'axes, en appelant z' la nouvelle valeur de z :

$$\sum mxz' = 0, \qquad \sum myz' = 0, \qquad \sum my = 0, \qquad \Delta\omega . \sum mx = b_1.$$

le facteur $\Delta\omega \neq 0$ étant d'ailleurs donné par l'équation (1)

$$Mk^2 \Delta\omega = x_1 b_1.$$

Les deux premières équations du groupe précédent expriment que Oz est axe principal d'inertie pour le point O_1; la troisième, que le centre de gravité doit être situé dans le plan zO_1x'; quant à la quatrième, si l'on y remplace $\Delta\omega$ par sa valeur $\frac{x_1 b_1}{Mk^2}$, et Σmx par son expression $M\xi$ en fonction de l'abscisse ξ du centre de gravité, elle donne

$$x_1 = \frac{k^2}{\xi}.$$

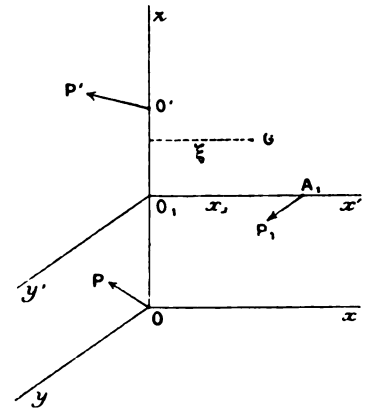
En résumé :

Quand un corps solide est mobile autour d'un axe fixe, pour qu'on puisse lui appliquer une percussion telle que l'axe ne supporte aucune percussion, il faut d'abord que l'axe de rotation soit *principal* pour un de ses points O_1. Cette condition étant remplie, la percussion d'intensité arbitraire doit être dans le plan mené par ce point O_1, perpendiculairement à l'axe de rotation Oz; elle doit être normale au plan déterminé par le centre de gravité G et l'axe; enfin elle doit percer ce plan en un point situé, par rapport à l'axe, du même côté que le centre de gravité, à une distance de l'axe égale à $\frac{k^2}{\xi}$. On peut dire aussi que l'axe Oz étant pris pour axe de suspension du corps solide, la percussion doit être normale au plan GO_1z, et appliquée à la projection A_1 du point O_1, pour lequel l'axe est principal, sur l'axe d'oscillation correspondant à l'axe de suspension Oz (n° 362).

Le point d'application A_1 ainsi déterminé, se nomme *centre* de percussion relatif à l'axe Oz.

Cas d'une plaque. — Considérons le cas d'un corps d'épaisseur négligeable, c'est-à-dire d'une plaque infiniment mince, assujettie à tourner autour d'un axe Oz de son plan. Quel que soit cet axe, il est possible de déterminer une percussion perpendiculaire au plan de la plaque et telle que l'axe de rotation ne subisse aucun choc. Ceci tient à ce que Oz est toujours axe principal pour

Fig. 272.



un de ses points. En effet, le plan de la plaque étant pris pour plan des xz, transportons les axes $Oxyz$ en un point O_1, de Oz ($OO_1 = z_1$) en $O_1x'y'z$; pour que Oz soit axe principal par rapport à O_1, il faut que l'on ait (*fig.* 272)

$$\sum myz' = 0, \qquad \sum mxz' = 0;$$

la première de ces conditions est toujours remplie, puisque l'on a $y = 0$ pour tous les points du corps; quant à la seconde, en vertu de la formule de transformation évidente

$$z = z' + z_1,$$

elle peut s'écrire

$$\sum mx(z - z_1) = 0, \qquad \sum mxz - z_1 \sum mx = 0,$$

et donne

$$z_1 = \frac{\sum mxz}{\sum mx};$$

il existe donc toujours sur Oz un point et un seul pour lequel cette droite est axe principal d'inertie. Ceci posé, pour qu'une percussion P_1, appliquée à la plaque, ne donne aucun choc à l'axe, il faut que cette percussion soit normale au plan de la plaque, et rencontre l'axe O_1x' en un point A_1 à une distance de l'axe

$$O_1A_1 = x_1 = \frac{k^2}{\xi},$$

c'est-à-dire

$$x_1 = \frac{\sum mx^2}{\sum mx}.$$

Le point A_1 est le centre de percussion de la plaque, par rapport à l'axe Oz.

D'après ce qui précède, à chaque droite du plan correspond un centre de percussion. Si l'on pose $m' = mx$, les coordonnées du point A_1 sont

$$x_1 = \frac{\sum m'x}{\sum m'}, \qquad z_1 = \frac{\sum m'z}{\sum m'};$$

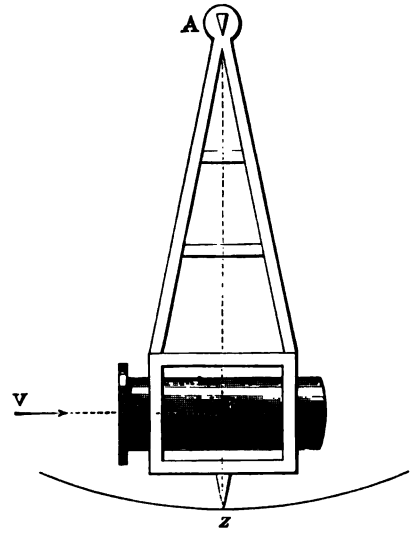
le centre de percussion de la plaque relatif à un axe Oz de son plan, coïncide donc avec la position qu'occuperait le centre de gravité, si la masse de chaque élément était multipliée par sa distance x à l'axe.

Par exemple, pour une porte rectangulaire homogène de largeur l, le centre de percussion est au milieu de la hauteur, à une distance de l'axe égale à $\frac{2}{3}\,l$.

313. **Pendule balistique.** — Cet appareil est destiné à mesurer la vitesse des projectiles. Il est constitué par un récepteur en fonte rempli de terre et rattaché par une tige rigide à un axe horizontal autour duquel il peut tourner; le projectile, lancé horizontalement, pénètre dans la terre qui

remplit le récepteur, et s'y fixe en un point que nous supposerons être dans le plan passant par l'axe et le centre de gravité. Par suite du choc qui s'est produit, le pendule composé, ainsi formé, est dévié de la verticale; on mesure l'angle maximum θ dont il s'en est écarté; c'est de cet angle que l'on déduit, comme nous allons le voir, la vitesse du projectile. Nous désignerons par m la masse du boulet, par v sa vitesse, et par a la distance de cette vitesse à l'axe de suspension au moment du choc.

Fig. 273.



Soient en outre Mk^2, le moment d'inertie du pendule balistique, par rapport à l'axe, et l la distance du centre de gravité du pendule à cet axe.

Nous appliquerons le théorème des moments des quantités de mouvement au système formé par le pendule balistique et le boulet. Le moment de la quantité de mouvement de ce système avant la percussion est mva, puisque le boulet seul est en mouvement. Si nous désignons par ω_1 la vitesse angulaire de rotation du pendule balistique immédiatement après la percussion, la somme des moments des quantités de mouvement est devenue

$$Mk^2\omega_1 + ma^2\omega_1.$$

Comme les seules percussions extérieures du système sont celles qui proviennent des réactions de l'axe, leurs moments par rapport à l'axe sont nuls : la somme des moments des quantités de mouvement n'a donc pas varié, et nous avons

$$mva = Mk^2\omega_1 + ma^2\omega_1,$$

d'où nous tirons

$$(1) \qquad v = \frac{Mk^2 + ma^2}{ma}\,\omega_1.$$

Cherchons maintenant la relation entre ω_1 et l'angle d'écart maximum θ. Elle nous sera donnée par le théorème des forces vives : quand nous passons de la position verticale au maximum d'écartement, la force vive est d'abord $(Mk^2 + ma^2)\omega_1^2$, puis *zéro;* mais le travail des forces, c'est-à-dire des poids du pendule et du projectile, a pour expression

$$-(Mgl + mga)(1 - \cos\theta).$$

En sorte que le théorème des forces vives nous donne

$$(Mk^2 + ma^2)\,\omega_1^2 = 2(Mgl + mga)(1 - \cos\theta),$$

d'où nous tirons, en remplaçant $1 - \cos\theta$ par $2\sin^2\frac{\theta}{2}$,

$$\omega_1 = 2\sin\frac{\theta}{2}\sqrt{\frac{g(Ml - ma)}{Mk^2 + ma^2}};$$

en portant cette valeur dans l'égalité (1), nous aurons enfin

$$v = \frac{2}{ma}\sqrt{g(Ml + ma)(Mk^2 + ma^2)}\,\sin\frac{\theta}{2}.$$

On voit donc que, si le projectile est toujours lancé à la même distance de l'axe, sa vitesse est proportionnelle au sinus du demi-angle d'écart maximum.

On tâche de lancer le projectile à une distance a de l'axe telle que l'axe ne supporte pas de percussion. Cela est possible, car, l'appareil étant symétrique par rapport au plan vertical dans lequel se meut son centre de gravité, l'axe de suspension est principal pour le point A projection du centre de gravité sur l'axe. Les conditions générales que nous avons trouvées montrent que le boulet doit se fixer en un point de la verticale du centre de gravité, à une distance de l'axe déterminée par la relation

$$al = k^2.$$

Si l'on se place dans cette hypothèse, la plus favorable évidemment pour la conservation de l'appareil, la formule se simplifie et donne, en remplaçant k^2 par sa valeur,

$$v = \frac{2(Ml + ma)}{m}\sqrt{\frac{g}{a}}\,\sin\frac{\theta}{2}.$$

514. Corps solide mobile autour d'un point fixe. — Soit un corps solide mobile autour d'un point fixe O, en mouvement sous

l'action de forces ordinaires. Supposons qu'à un instant t_0 on lui applique des percussions connues $P_1, P_2, \ldots, P_n$: l'effet de ces percussions sera de modifier, dans un temps infiniment petit $t_1 - t_0$, les vitesses des différents points sans modifier la position du corps.

Les percussions extérieures appliquées au corps sont les percussions données $P_1, P_2, \ldots, P_n$ et la percussion de réaction P du point O. Prenons pour axes $Oxyz$ les axes principaux d'inertie relatifs au point O : ces axes peuvent être regardés comme fixes pendant la durée de la percussion. Appelons A, B, C les trois moments d'inertie relatifs aux trois axes, p_0, q_0, r_0 les composantes de la rotation instantanée immédiatement avant, et p_1, q_1, r_1 les mêmes composantes après la percussion; appelons d'autre part $\mathfrak{L}$, $\mathfrak{M}$, $\mathfrak{N}$ les sommes des moments des percussions données par rapport aux trois axes.

D'après le théorème des moments, la variation de la somme Ap des moments des quantités de mouvement par rapport à Ox égale la somme des moments des percussions extérieures, somme qui se réduit à $\mathfrak{L}$, car le moment de la percussion de réaction P est nul. On a ainsi

$$A(p_1 - p_0) = \mathfrak{L};$$

on a de même

$$B(q_1 - q_0) = \mathfrak{M}, \qquad C(r_1 - r_0) = \mathfrak{N};$$

d'où l'on tire p_1, q_1, r_1 par des équations linéaires.

Si l'on voulait calculer la percussion de réaction P, il suffirait d'appliquer le théorème des projections des quantités de mouvement.

Exemples. — Cas d'une seule percussion. — Soient a, b, c les projections de la percussion unique sur les axes $Oxyz$ et x, y, z les coordonnées de son point d'application, on a

$$\mathfrak{L} = yc - zb, \qquad \mathfrak{M} = za - xc, \qquad \mathfrak{N} = xb - ya.$$

Les formules ci-dessus donnent alors p_1, q_1, r_1. Supposons p_0, q_0, r_0 nuls, c'est-à-dire le corps immobile à l'instant t_0; alors p_1, q_1, r_1 sont donnés par

$$Ap_1 = \mathfrak{L}, \qquad Bq_1 = \mathfrak{M}, \qquad Cr_1 = \mathfrak{N}.$$

Ces équations montrent que l'axe de la rotation instantanée ω_1, commu-

niquée par la percussion considérée, est le diamètre conjugué, par rapport à l'ellipsoïde d'inertie, du plan déterminé par le point O et la percussion. En effet, ce plan a pour équation, en appelant X, Y, Z les coordonnées courantes,

$$\mathcal{L}X + \mathcal{M}Y + \mathcal{N}Z = 0;$$

et le diamètre conjugué de ce plan dans l'ellipsoïde

$$AX^2 + BY^2 + CZ^2 = 1$$

a pour équations

$$\frac{AX}{\mathcal{L}} = \frac{BY}{\mathcal{M}} = \frac{CZ}{\mathcal{N}},$$

c'est-à-dire

$$\frac{X}{p_1} = \frac{Y}{q_1} = \frac{Z}{r_1},$$

équations de l'axe ω_1.

515. Corps solide entièrement libre. — Imaginons un solide libre animé d'un mouvement connu : à un instant t_0, on fait agir différentes percussions $P_1, P_2, \ldots, P_n$, qui durent toutes un temps infiniment court $t_1 - t_0$. Les vitesses des différents points du corps subissent des variations brusques, qu'il s'agit de calculer.

On sait que la distribution des vitesses dans un corps solide dépend seulement de la vitesse du centre de gravité et de la rotation instantanée ω autour d'un axe passant par ce point. Appelons ξ', η', ζ' les composantes de la vitesse du centre de gravité suivant trois axes fixes $O\xi\eta\zeta$, et p, q, r les composantes de la rotation instantanée ω suivant les trois axes principaux d'inertie du corps, $Gxyz$, relatifs au centre de gravité ; affectons, comme plus haut, des indices 0 et 1 les valeurs de ces six quantités aux instants t_0 et t_1.

Soient a_ν, b_ν, c_ν les projections d'une des percussions P_ν sur les axes fixes $O\xi\eta\zeta$; le théorème des quantités de mouvement projetées donne d'abord

$$(1)\quad M(\xi'_1 - \xi'_0) = \Sigma a_\nu, \qquad M(\eta'_1 - \eta'_0) = \Sigma b_\nu, \qquad M(\zeta'_1 - \zeta'_0) = \Sigma c_\nu,$$

où M désigne la masse totale. Soient ensuite $\mathcal{L}_\nu$, $\mathcal{M}_\nu$, $\mathcal{N}_\nu$ les moments de la percussion P_ν par rapport aux axes principaux $Gxyz$, le théorème des moments des quantités de mouvement (n° 514)

appliqué successivement à ces axes, donne

$$(2)\quad A(p_1 - p_0) = \Sigma \mathfrak{L}_\nu, \qquad B(q_1 - q_0) = \Sigma \mathfrak{M}_\nu, \qquad C(r_1 - r_0) = \Sigma \mathfrak{N}_\nu.$$

Ces six équations (1) et (2) déterminent ξ'_1, η'_1, ζ'_1, p_1, q_1, r_1. On pourrait les obtenir immédiatement en partant des équations du mouvement d'un solide libre multipliées par dt et intégrant ces équations de t_0 à t_1.

Remarque. — On voit que les problèmes de percussions conduisent à la résolution d'équations algébriques et non à des intégrations comme les problèmes de Dynamique.

IV. — ÉQUATION GÉNÉRALE DE LA THÉORIE DES PERCUSSIONS. THÉORÈME DE CARNOT.

516. Équation générale. — On peut, dans la théorie des percussions, introduire un principe qui est analogue au principe de d'Alembert, dont il est d'ailleurs une conséquence immédiate.

Soit un point matériel de masse m et de coordonnées x, y, z; désignons par x', y', z' les dérivées de x, y, z par rapport au temps, c'est-à-dire les projections de la vitesse du point. La percussion dure un temps infiniment court $t_1 - t_0$. Soient v_0 et v_1 les vitesses du point aux instants t_0 et t_1, et w la différence géométrique des vecteurs v_0 et v_1,

$$(w) = (v_0) - (v_1).$$

Ce vecteur w s'appelle la *vitesse perdue* par le point. En appelant x'_0, y'_0, z'_0 et x'_1, y'_1, z'_1 les projections de v_0 et v_1, celles de w sont

$$x'_0 - x'_1, \quad y'_0 - y'_1, \quad z'_0 - z'_1.$$

Le vecteur mw est la quantité de mouvement perdue : ses projections sont

$$m(x'_0 - x'_1), \quad m(y'_0 - y'_1), \quad m(z'_0 - z'_1),$$

ou encore

$$-\Delta(mx'), \quad -\Delta(my'), \quad -\Delta(mz'),$$

en désignant, comme plus haut, par $\Delta(mx')$ la variation $m(x'_1 - x'_0)$.

Ce segment mw va jouer ici le même rôle que la force d'inertie dans le principe de d'Alembert.

En effet, les équations qui expriment, pour un point, le théorème des quantités de mouvement projetées peuvent s'écrire

$$(1)\qquad \begin{cases} -\Delta(mx') + \Sigma a = 0, \\ -\Delta(my') + \Sigma b = 0, \\ -\Delta(mz') + \Sigma c = 0. \end{cases}$$

On les interprète en disant qu'il *y a équilibre entre la quantité de mouvement perdue et les percussions appliquées au point*. Si donc l'on imprime au point un déplacement virtuel quelconque δx, δy, δz, la somme des travaux de la quantité de mouvement perdue et des percussions est nulle

$$-\Delta(mx')\delta x - \Delta(my')\delta y - \Delta(mz')\delta z + \Sigma(a\delta x + b\delta y + c\delta z) = 0.$$

Imaginons maintenant un système à liaisons *sans frottement* et supposons que, dans l'espace de temps infiniment court $t_1 - t_0$, il subisse des percussions données P_1, P_2, ..., P_n de projections

$$(a_1, b_1, c_1), \quad (a_2, b_2, c_2), \quad \ldots.$$

On pourra regarder chaque point du système comme libre, à condition de lui appliquer les percussions provenant des liaisons qui ont lieu dans l'intervalle $t_1 - t_0$ ou percussions de liaisons.

Donc, si l'on imprime aux différents points des déplacements virtuels quelconques, la somme des travaux des quantités de mouvement perdues, des percussions données et des percussions de liaison est nulle. Mais, si les déplacements virtuels imprimés sont compatibles avec les liaisons qui ont lieu pendant le temps $t_1 - t_0$, la somme des travaux des percussions de liaison est nulle d'elle-même; donc la somme des travaux des quantités de mouvement perdues et des percussions données est nulle aussi. Appelons δx, δy, δz un déplacement quelconque du point x, y, z compatible avec les liaisons qui ont lieu dans l'intervalle $t_1 - t_0$, la propriété que nous venons d'exprimer se traduit par l'équation

$$(2)\quad \Sigma[-\Delta(mx')\delta x - \Delta(my')\delta y - \Delta(mz')\delta z + a\delta x + b\delta y + c\delta z] = 0,$$

où ne figurent que les percussions données (a, b, c), la somme

étant étendue à tous les points du système. C'est là l'équation de la théorie des percussions sans frottement, jouant le même rôle que l'équation générale de la Dynamique (n° 435). Cette équation se partage en autant d'équations distinctes que les liaisons ayant lieu dans l'intervalle $t_1 - t_0$ laissent subsister de degrés de liberté dans le système.

Remarque sur les percussions de liaison. — Nous avons admis que, si les liaisons sont sans frottement, pour un déplacement virtuel compatible avec les liaisons, la somme des travaux des percussions de liaison est nulle. Il est aisé de vérifier cette propriété, comme nous l'avons fait au n° 170 pour les forces de liaison. Elle résulte de ce que les percussions de liaison sont dues aux forces de liaison agissant pendant l'intervalle de temps $t_1 - t_0$. Par exemple, si deux corps S et S′ sont en contact sans frottement, les forces de liaison sont normales au plan tangent commun, égales et opposées : il en résulte que les percussions provenant de cette liaison sont aussi normales au plan tangent commun, égales et opposées. En effet, appelons α, β, γ les cosinus directeurs de la normale commune aux deux corps en contact, N la réaction de S′ sur S : les projections de N sont $N\alpha$, $N\beta$, $N\gamma$. Pendant le temps $t_1 - t_0$, N devient très grand et donne naissance à une percussion de liaison ayant pour projections

$$\int_{t_0}^{t_1} N\alpha\, dt, \quad \int_{t_0}^{t_1} N\beta\, dt, \quad \int_{t_0}^{t_1} N\gamma\, dt.$$

Mais, comme les corps ne se déplacent pas sensiblement pendant la percussion, on peut regarder α, β, γ comme indépendants de t et écrire ces projections

$$\alpha \int_{t_0}^{t_1} N\, dt, \quad \beta \int_{t_0}^{t_1} N\, dt, \quad \gamma \int_{t_0}^{t_1} N\, dt.$$

La percussion de liaison de S′ sur S est un segment $P = \int_{t_0}^{t_1} N\, dt$ normal au plan tangent commun. De même, la percussion de liaison de S sur S′ est un segment P′ égal et opposé à P, car ses projections se déduisent des précédentes en les changeant de signes. Alors, pour un déplacement compatible avec la liaison,

la somme des travaux des percussions de liaison P et P′ est nulle. On fera une vérification analogue pour les autres types de liaisons.

517. Sur les liaisons existant au moment des percussions et du choc. — Les liaisons qui existent au moment du choc peuvent être de deux espèces : les unes sont persistantes, les autres ne le sont pas. Nous appellerons *persistantes* les liaisons qui, existant au moment du choc, existent encore après, de telle sorte que le déplacement réel qui suit immédiatement le choc soit compatible avec ces liaisons. Au contraire, les liaisons *non persistantes* sont celles qui, existant au moment du choc, n'existent pas après; le déplacement réel qui suit immédiatement le choc n'est pas compatible avec ces liaisons.

D'après cela, les liaisons existant au moment du choc peuvent être classées dans les catégories suivantes, qui s'excluent :

1° Liaisons existant avant, pendant et après le choc;

2° Liaisons existant pendant et après, mais non avant;

3° Liaisons existant avant et pendant, mais non après;

4° Liaisons existant seulement pendant le choc, mais n'existant ni avant ni après.

Les deux premières catégories contiennent des liaisons persistantes, les deux autres des liaisons non persistantes.

Par exemple, dans le pendule balistique, le pendule est mobile autour d'un axe fixe; cette liaison existe avant, pendant et après la percussion. Le boulet, primitivement indépendant du pendule, vient brusquement faire corps avec lui; on a ainsi une nouvelle liaison dont la brusque réalisation produit le choc et qui existe pendant et après le choc, mais non avant. Le déplacement réel qui suit le choc est, dans ce cas, compatible avec les liaisons qui ont lieu au moment du choc.

Prenons, comme autre exemple, le choc direct de deux sphères. La percussion se produit parce que les deux sphères, primitivement indépendantes, se trouvent subitement en contact; une nouvelle liaison est donc introduite brusquement dans le système. Cette liaison n'existe pas avant la percussion; elle persiste après si les corps sont parfaitement mous, parce que les sphères restent alors au contact; elle ne persiste pas après si les corps sont élas-

tiques, même imparfaitement, car les sphères se séparent alors immédiatement après la percussion. Dans ce dernier cas (sphères élastiques), on a une liaison existant pendant la percussion, mais n'existant ni avant, ni après; le déplacement réel qui suit la percussion n'est pas compatible avec les liaisons qui ont lieu au moment de la percussion.

Enfin imaginons deux points reliés par un fil inextensible et lancés en l'air. Supposons qu'on saisisse brusquement l'un des deux points et qu'à ce moment le fil se rompe; alors on voit qu'une liaison a été brusquement introduite d'une façon persistante, car un des points devient et reste fixe; en même temps une liaison, existant avant le choc, n'existe plus après, car le fil s'est rompu: cette liaison rentre dans la troisième catégorie.

518. **Conséquences de l'équation générale.** — Il est évident que l'on peut déduire de l'équation générale (2) des conséquences analogues à celles que nous avons déduites en Dynamique de l'équation générale de la Dynamique établie dans le Chapitre XXIII. Par exemple, on obtiendrait des théorèmes analogues à ceux des n°s 439 et 440, en supposant successivement que les liaisons existant à l'instant de la percussion permettent une translation d'ensemble parallèle à un axe, ou une rotation d'ensemble autour d'un axe. Nous nous bornerons à déduire de cette équation le théorème de Carnot.

519. **Théorème de Carnot.** — Imaginons un système à liaisons sans frottements, animé d'un mouvement connu. Puis, supposons qu'à l'instant t_0 on introduise brusquement dans le système de nouvelles liaisons sans frottements; il se produit alors un choc ou une percussion qui dure un temps $t_1 - t_0$ que nous regardons comme infiniment court. Pendant ce temps, les vitesses des différents points qui étaient v_0, ... deviennent v_1, ... Actuellement, les percussions *données* de projections a, b, c sont *nulles*, car les seules percussions agissant sur le système sont celles qui proviennent des liaisons antérieures ou brusquement introduites. L'équation générale (2) devient alors

$$(3) \qquad \sum [\Delta(mx')\,\delta x + \Delta(my')\,\delta y + \Delta(mz')\,\delta z] = 0,$$

équation qui doit avoir lieu pour tous les déplacements virtuels compatibles avec les liaisons existant pendant les percussions.

Le théorème de Carnot est alors le suivant : *Si les liaisons antérieures et les liaisons brusquement introduites subsistent après les percussions, la force vive perdue est égale à la force vive que posséderait le système si chaque point était animé de la vitesse qu'il a perdue.*

En effet, l'équation (3) étant vérifiée pour tous les déplacements virtuels compatibles avec les liaisons qui ont lieu au moment des percussions est actuellement vérifiée par le déplacement réel qui suit les percussions, puisque les liaisons persistent. Or, pour ce déplacement réel, on a

$$\delta x = x'_1\,dt, \qquad \delta y = y'_1\,dt, \qquad \delta z = z'_1\,dt,$$

et l'équation (3) donne

$$\sum [\Delta(mx')x'_1 + \Delta(my')y'_1 + \Delta(mz')z'_1] = 0,$$

ou, en remplaçant $\Delta(mx')$, ... par leurs valeurs $m(x'_1 - x'_0)$, ...,

$$\sum m[(x'_1 - x'_0)x'_1 + (y'_1 - y'_0)y'_1 + (z'_1 - z'_0)z'_1] = 0.$$

Or, on a, pour les vitesses avant et après les percussions et pour la vitesse perdue w, les expressions

$$\begin{aligned} v_0^2 &= x_0'^2 + y_0'^2 + z_0'^2, \\ v_1^2 &= x_1'^2 + y_1'^2 + z_1'^2, \\ w^2 &= (x'_0 - x'_1)^2 + (y'_0 - y'_1)^2 + (z'_0 - z'_1)^2. \end{aligned}$$

On vérifie immédiatement que, dans l'équation (3), le coefficient de m est $\frac{1}{2}(v_1^2 - v_0^2 + w^2)$. Cette équation donne donc

$$\sum m(v_1^2 - v_0^2 + w^2) = 0, \qquad \sum mv_0^2 - \sum mv_1^2 = \sum mw^2.$$

Le théorème est ainsi démontré.

La force vive $\sum mw^2$ s'appelle la *force vive due aux vitesses perdues.*

Applications du théorème de Carnot. — Le théorème de Carnot joue dans la théorie des percussions un rôle analogue à celui que joue le théorème des forces vives en Dynamique. Il détermine entièrement l'état des vitesses après les percussions, toutes les fois que les liaisons antérieures et les liaisons introduites brusquement persistent après les percussions et sont en nombre tel que le système devienne un système à *liaisons complètes*.

En vue de préparer ces applications, nous ferons quelques remarques sur l'évaluation de la force vive due aux vitesses perdues pour un corps solide mobile autour d'un axe fixe ou d'un point fixe.

Corps solide mobile autour d'un axe fixe. — Appelons Mk^2 le moment d'inertie du corps par rapport à l'axe fixe pris pour axe Oz, ω_0 et ω_1 les vitesses angulaires de rotation du corps aux instants t_0 et t_1 où commencent et finissent les percussions. Un point m du corps avait à l'instant t_0 une vitesse perpendiculaire au plan mOz et égale à $r\omega_0$, r désignant la distance du point m à l'axe de rotation Oz; à l'instant t_1, sa vitesse est devenue $r\omega_1$ et a conservé la même direction. La différence géométrique $(w) = (v_0) - (v_1)$ ou *vitesse perdue* est donc égale à la *valeur absolue* de $r(\omega_0 - \omega_1)$. La force vive due à cette vitesse perdue est, pour le point m, $mr^2(\omega_0 - \omega_1)^2$, et, pour le corps entier,

$$\sum mr^2(\omega_0 - \omega_1)^2 = Mk^2(\omega_0 - \omega_1)^2.$$

Corps solide mobile autour d'un point fixe. — Soit O le point fixe, $Oxyz$ les axes principaux d'inertie relatifs à ce point, et A, B, C les moments d'inertie correspondants. Avant les percussions, le corps est animé d'une rotation instantanée de composantes p_0, q_0, r_0 suivant les axes $Oxyz$, et après les percussions il est animé d'une rotation de composantes p_1, q_1, r_1. Les projections de la vitesse v_0 d'un point $m(x, y, z)$ sont $q_0z - r_0y$, $r_0x - p_0z$, $p_0y - q_0x$ et la force vive avant les percussions est (n° 388)

$$(4) \qquad \left\{ \begin{aligned} &\sum m[(q_0z - r_0y)^2 + (r_0x - p_0z)^2 + (p_0y - q_0x)^2] \\ &= Ap_0^2 + Bq_0^2 + Cr_0^2. \end{aligned} \right.$$

On a de même les projections de la vitesse v_1 du point m et la force vive finale $Ap_1^2 + Bq_1^2 + Cr_1^2$. La vitesse perdue w a pour projections les

différences des projections de v_0 et v_1,

$$(q_0 - q_1)z - (r_0 - r_1)y, \qquad (r_0 - r_1)x - (p_0 - p_1)z,$$
$$(p_0 - p_1)y - (q_0 - q_1)x,$$

et la force vive due à ces vitesses perdues a une expression qui se déduit de (4) par le changement de p_0, q_0, r_0 en $p_0 - p_1$, $q_0 - q_1$, $r_0 - r_1$; elle est donc

$$\sum mw^2 = A(p_0 - p_1)^2 + B(q_0 - q_1)^2 + C(r_0 - r_1)^2.$$

Premier exemple. Pendule balistique. — Dans le pendule balistique, les percussions proviennent d'une liaison brusquement introduite, persistant après les percussions. Le théorème de Carnot s'applique. Employons les mêmes notations qu'au n° 513.

Avant le choc, le pendule est immobile; la force vive totale du système se réduit donc à celle du boulet mv_0^2.

Après le choc, la vitesse du boulet est $a\omega_1$, la vitesse angulaire du pendule étant ω_1; la force vive du système est donc $ma^2\omega_1^2 + Mk^2\omega_1^2$.

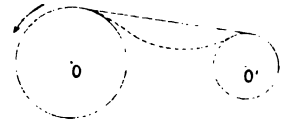
Évaluons enfin la force vive due aux vitesses perdues. La vitesse perdue par le boulet est $v_0 - a\omega_1$, car les vitesses du boulet, avant et immédiatement après le choc, ont les mêmes directions; la force vive due à la vitesse perdue par le boulet est donc $m(v_0 - a\omega_1)^2$. La force vive due aux vitesses perdues par les points du pendule est $Mk^2(\omega_0 - \omega_1)^2$, d'après la remarque générale précédente; mais, actuellement, ω_0 étant nul, cette expression se réduit à $Mk^2\omega_1^2$. Écrivant que la force vive perdue est égale à la force vive due aux vitesses perdues, on a

$$mv_0^2 - ma^2\omega_1^2 - Mk^2\omega_1^2 = m(v_0 - a\omega_1)^2 + Mk^2\omega_1^2.$$

Cette équation, après réduction, donne pour ω_1 la valeur trouvée dans le n° 513.

Deuxième exemple. — Soient deux poulies de rayons R et R′ tournant autour d'axes parallèles O et O′ avec des vitesses angulaires dont les valeurs algébriques estimées dans un même sens de rotation sont ω_0 et ω'_0. Un fil *non tendu* s'enroule sur les deux poulies. Il arrive un moment où

Fig. 274.



le fil se tend; des percussions se produisent. On demande de trouver les vitesses angulaires nouvelles ω_1 et ω'_1 que prennent les poulies, en admettant que *le fil reste tendu* après le choc.

Si nous désignons par μ, μ' les moments d'inertie des poulies par rapport à leurs axes, la force vive perdue par le système est

$$\mu\omega_0^2 + \mu'\omega_0'^2 - \mu\omega_1^2 - \mu'\omega_1'^2.$$

Celle qui serait due aux vitesses perdues est

$$\mu(\omega_0 - \omega_1)^2 + \mu'(\omega_0' - \omega_1')^2;$$

le théorème de Carnot nous donnera donc

$$\mu\omega_0^2 + \mu'\omega_0' - \mu\omega_1^2 - \mu'\omega_1'^2 = \mu(\omega_0 - \omega_1)^2 + \mu'(\omega_0' - \omega_1')^2.$$

ou, en simplifiant,

$$\mu\omega_0\omega_1 + \mu'\omega_0'\omega_1' = \mu\omega_1^2 + \mu'\omega_1'^2.$$

Mais, le fil restant tendu, les vitesses angulaires finales satisfont à la relation

$$R\omega_1 = R'\omega_1'.$$

De ces deux équations, nous tirerons les vitesses angulaires cherchées

$$\omega_1 = \frac{R'(\mu R'\omega_0 + \mu' R\omega_0')}{\mu R'^2 + \mu' R^2},$$

$$\omega_1' = \frac{R(\mu R'\omega_0 + \mu' R\omega_0')}{\mu R'^2 + \mu' R^2}.$$

Troisième exemple. — Imaginons un corps solide en mouvement autour d'un point fixe O, et supposons que, subitement, on fixe un deuxième point O′ du corps, de sorte que le corps ne puisse plus que tourner autour de OO′. Cherchons la vitesse de rotation finale ω_1 autour de OO′.

Le théorème de Carnot s'applique, car on introduit une liaison persistante. Prenons pour axes $Oxyz$ les axes principaux d'inertie relatifs au point O. Appelons A, B, C les moments principaux d'inertie et p_0, q_0, r_0 les composantes de la rotation instantanée avant le choc, quantités connues.

Appelons, d'autre part, α, β, γ les cosinus directeurs de OO′ par rapport aux axes $Oxyz$; ces quantités sont connues, puisque le point O′, qui est fixé brusquement, est un point déterminé du corps. La rotation finale ω_1, autour de OO′, a pour composantes suivant les axes

$$p_1 = \alpha\omega_1, \qquad q_1 = \beta\omega_1, \qquad r_1 = \gamma\omega_1.$$

Écrivant que la force vive perdue égale la force vive due aux vitesses perdues, on a

$$\begin{aligned} &Ap_0^2 + Bq_0^2 + Cr_0^2 - (A\alpha^2 + B\beta^2 + C\gamma^2)\omega_1^2 \\ &\quad = A(p_0 - \alpha\omega_1)^2 + B(q_0 - \beta\omega_1)^2 + C(r_0 - \gamma\omega_1)^2. \end{aligned}$$

D'où l'on tire

$$\omega_1 = \frac{A p_0 \alpha + B q_0 \beta + C r_0 \gamma}{A\alpha^2 + B\beta^2 + C\gamma^2}.$$

On voit que si l'on avait

$$A p_0 \alpha + B q_0 \beta + C r_0 \gamma = 0,$$

c'est-à-dire si p_0, q_0, r_0 et α, β, γ étaient deux directions conjuguées par rapport à l'ellipsoïde d'inertie, on aurait $\omega_1 = 0$; le corps resterait immobile après le choc.

520. Extension du théorème de Carnot au cas où certaines percussions sont données. — Supposons qu'en même temps qu'on introduit des liaisons *persistantes*, on fasse agir des percussions données $P_1, P_2, \ldots, P_n$ de projections a_ν, b_ν, c_ν. On pourra alors appliquer l'équation générale (2)

$$\sum [-\Delta(mx')\delta x - \Delta(my')\delta y - \Delta(mz')\delta z + a\delta x + b\delta y + c\delta z] = 0$$

au déplacement réel qui suit les percussions $\delta x = x'_1\,dt$, $\delta y = y'_1\,dt$, $\delta z = z'_1\,dt$; car ce déplacement est compatible avec les liaisons existant au moment des percussions. On trouve ainsi, par un calcul analogue à celui du numéro précédent,

$$\sum m v_0^2 - \sum m v_1^2 = \sum m w^2 - 2\sum (a x'_1 + b y'_1 + c z'_1).$$

Comme a, b, c sont les projections d'une des percussions données P et x'_1, y'_1, z'_1, celles de la vitesse finale de son point d'application, on a

$$a x'_1 + b y'_1 + c z'_1 = P v_1 \cos(P, v_1).$$

On obtient ainsi ce théorème :

Si l'on introduit brusquement de nouvelles liaisons persistantes et si l'on applique en même temps des percussions P *au système, la force vive perdue est égale à la force vive due aux vitesses perdues, diminuée de la somme des doubles produits de chacune des percussions* P *par la projection sur cette percussion de la vitesse finale de son point d'application.*

Lorsque toutes les liaisons qui ont lieu au moment des percussions ne persistent pas après, on peut encore appliquer le théorème précédent, à condition de compter, parmi les percussions P, les percussions de liaison provenant des liaisons *non persistantes;* on peut, en effet, supposer que ces liaisons n'existent pas, pourvu qu'on tienne compte des percussions qui en proviennent.

521. Théorème de M. G. Robin. — Soit encore un système dans lequel on introduit brusquement de nouvelles liaisons *persistantes* en faisant agir en même temps des percussions données P.

Parmi les valeurs en nombre infini que peuvent prendre les vitesses finales conformément aux liaisons, celles qu'elles prennent réellement rendent minimum la quantité

$$Q = \sum m w^2 + 2 \sum P w \cos(\widehat{P, w}).$$

Tel est le théorème de M. Robin (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. CV, p. 61). Pour le démontrer appelons a, b, c les projections de P; la quantité Q s'écrit avec les notations précédentes

$$\begin{aligned} Q = &\sum m[(x'_0 - x'_1)^2 + (y'_0 - y'_1)^2 + (z'_0 - z'_1)^2] \\ &+ 2\sum [a(x'_0 - x'_1) + b(y'_0 - y'_1) + c(z'_0 - z'_1)]. \end{aligned}$$

Il faut montrer qu'en donnant aux projections x'_1, y'_1, z'_1 de la vitesse finale de chaque point des variations quelconques $\delta x'_1$, $\delta y'_1$, $\delta z'_1$ compatibles avec les liaisons, on a

$$\delta Q = 0.$$

Or

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}\delta Q = \sum [&m(x'_1 - x'_0)\delta x'_1 + m(y'_1 - y'_0)\delta y'_1 \\ &+ m(z'_1 - z'_0)\delta z'_1 - a\,\delta x'_1 - b\,\delta y'_1 - c\,\delta z'_1]. \end{aligned}$$

Remarquons alors que l'équation générale des percussions (2) est

$$(6) \quad \left\{ \begin{aligned} \sum [&m(x'_1 - x'_0)\delta x + m(y'_1 - y'_0)\delta y + m(z'_1 - z'_0)\delta z \\ &- a\,\delta x - b\,\delta y - c\,\delta z] = 0; \end{aligned} \right.$$

elle a lieu pour tous les déplacements virtuels compatibles avec les liaisons existant au moment du choc; mais, actuellement les liaisons étant persistantes, elle a lieu pour le déplacement réel final

$$(7) \qquad \delta x = x'_1\,dt, \qquad \delta y = y'_1\,dt, \qquad \delta z = z'_1\,dt.$$

Soient : $x'_1 + \delta x'_1$, $y'_1 + \delta y'_1$, $z'_1 + \delta z'_1$, d'autres valeurs possibles, compatibles avec les liaisons, des projections de la vitesse finale du point m; le déplacement correspondant

$$(8) \quad \delta x = (x'_1 + \delta x'_1)\,dt, \qquad \delta y = (y'_1 + \delta y'_1)\,dt, \qquad \delta z = (z'_1 + \delta z'_1)\,dt,$$

est également compatible avec les liaisons.

Écrivons les deux équations obtenues en remplaçant successivement dans l'équation générale (6) δx, δy, δz par ces deux systèmes de valeurs (7) et (8), puis retranchons membre à membre les deux équations ainsi obtenues, nous aurons précisément l'équation à démontrer $\delta Q = 0$.

Remarque. — En retranchant de Q la quantité donnée

$$2\sum(ax'_0 + by'_0 + cz'_0),$$

on voit que le théorème de M. Robin consiste en ce que

$$\sum mw^2 - 2\sum P v_1 \cos(P, v_1)$$

est un minimum pour le déplacement réel : d'après le théorème précédent, ce *minimum* est égal à la *force vive perdue*.

V. — EMPLOI DES ÉQUATIONS DE LAGRANGE DANS LA THÉORIE DU CHOC ET DES PERCUSSSIONS.

522. Équations. — Dans le *Messenger of Mathematics* (t. IV, 1867) M. Niven a montré comment les équations de Lagrange peuvent être employées utilement pour l'étude des percussions : la même question a été traitée par M. Routh (*Rigid Dynamics*, 1er Vol.). La méthode suivie par ces auteurs peut être perfectionnée, car les équations qu'ils donnent contiennent encore des percussions de liaisons provenant des liaisons nouvelles introduites au moment de la percussion. Ces équations ne répondent donc pas entièrement au but poursuivi par Lagrange qui est d'obtenir des équations ne contenant pas les forces de liaison. Voici comment on peut atteindre ce but.

Imaginons un système en mouvement dans lequel les liaisons ont lieu sans frottement, et dont la configuration est définie par k paramètres $q_1, q_2, \ldots, q_k$, géométriquement indépendants : la demi-force vive T de ce système est une fonction du second degré des dérivées $q'_1, q'_2, \ldots, q'_k$ de $q_1, q_2, \ldots, q_k$ par rapport au temps. A un instant donné t_0, on introduit brusquement de nouvelles liaisons dans le système : le mouvement est alors troublé, et, dans un intervalle de temps très court $t_1 - t_0$ les vitesses des différents points du système varient de quantités finies sans que le système change sensiblement de position; au point de vue analytique, les quantités $q'_1, q'_2, \ldots, q'_k$, qui définissent les vitesses, passent brusquement, dans le temps très court $t_1 - t_0$, des valeurs

$$(q'_1)_0, \quad (q'_2)_0, \quad \ldots, \quad (q'_k)_0$$

à d'autres valeurs

$$(q'_1)_1, \quad (q'_2)_1, \quad \ldots, \quad (q'_k)_1,$$

tandis que les quantités $q_1, q_2, \ldots, q_k$, qui définissent la position, ne changent pas sensiblement de valeurs. Nous ne considérons que la première approximation, qui consiste à regarder l'intervalle $t_1 - t_0$ comme négligeable et à supposer que les q'_i changent subitement de valeurs sans que les q_i changent. Nous admettons, en outre, que les nouvelles liaisons introduites au moment de la percussion sont aussi sans frottement; ces liaisons nouvelles peuvent d'ailleurs êtres temporaires ou permanentes, c'est-à-dire qu'elles peuvent, suivant les cas, disparaître après la percussion ou subsister; les liaisons primitives du système sont supposées permanentes, elles subsistent après la percussion [1].

On peut toujours choisir les variables $q_1, q_2, \ldots, q_k$, de telle façon que les liaisons nouvelles qui sont introduites brusquement et qui produisent le choc soient exprimées par les équations

$$(1) \qquad q_{n+1} = 0, \qquad q_{n+2} = 0, \qquad \ldots \qquad q_k = 0,$$

n étant un certain entier moindre que k. En effet, les $k - n$ liaisons nouvelles brusquement imposées au système s'expriment toujours par des relations de la forme

$$\begin{gathered} \varphi_1(q_1, q_2, \ldots, q_k) = 0, \\ \varphi_2(q_1, q_2, \ldots, q_k) = 0, \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ \varphi_{k-n}(q_1, q_2, \ldots, q_k) = 0. \end{gathered}$$

Si l'on fait un changement de variables, en prenant pour nouveaux paramètres, à la place de $q_{n+1}, q_{n+2}, \ldots, q_k$ les quantités

$$\begin{gathered} r_{n+1} = \varphi_1(q_1, q_2, \ldots, q_k), \\ r_{n+2} = \varphi_2(q_1, q_2, \ldots, q_k), \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\ r_k = \varphi_{k-n}(q_1, q_2, \ldots, q_k), \end{gathered}$$

les nouvelles liaisons imposées au système s'exprimeront évidemment par les relations

$$r_{n+1} = 0, \qquad r_{n+2} = 0, \qquad \ldots, \qquad r_k = 0.$$

C'est ce choix de variables que nous supposons réalisé, de sorte que les liaisons nouvelles soient exprimées par (1).

Après le choc, les variables $q_{n+1}, \ldots, q_k$ cesseront d'être nulles si les liaisons introduites sont temporaires; elles resteront nulles si ces liaisons sont permanentes.

---

[1] Nous nous bornons ici aux cas les plus simples. On trouvera une analyse détaillée du cas le plus général dans un Mémoire inséré dans le *Journal de Mathématiques*, 1896 (1er fascicule).

Pour obtenir un déplacement virtuel du système compatible avec les liaisons qui ont lieu déjà avant le choc, il suffit de donner à $q_1, q_2, \ldots, q_k$ des variations arbitraires $\delta q_1, \delta q_2, \ldots, \delta q_k$; mais, si l'on veut de plus que le déplacement soit compatible avec les liaisons nouvelles brusquement introduites, il faudra, d'après les équations (1), prendre

$$(2) \qquad \delta q_{n+1} = 0, \qquad \delta q_{n+2} = 0, \qquad \ldots, \qquad \delta q_k = 0,$$

$\delta q_1, \delta q_2, \ldots, \delta q_n$ restant arbitraires.

Les équations du mouvement du système peudant le temps $t_1 - t_0$ sont, d'après le principe de d'Alembert et la transformation de Lagrange, résumées par la formule

$$(3) \qquad \sum_{i=1}^{i=k} \left[\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial q'_i} \right) - \frac{\partial T}{\partial q_i} \right] \delta q_i = \sum_{i=1}^{i=k} Q_i \, \delta q_i.$$

Si les δq_i sont arbitraires, le second membre, qui représente la somme des travaux virtuels des forces appliquées au système, contient les forces de liaison provenant des liaisons nouvellement introduites; mais on éliminera ces dernières forces de liaison en considérant un déplacement virtuel compatible avec toutes les liaisons qui ont lieu au moment de la percussion, c'est-à-dire en supposant $\delta q_1, \delta q_2, \ldots, \delta q_n$ *arbitraires*, $\delta q_{n+1}, \delta q_{n+2}, \ldots, \delta q_k$ *nuls*. L'équation (3) se décompose alors en les n suivantes

$$(4) \qquad \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial q'_i} \right) - \frac{\partial T}{\partial q_i} = Q_i \qquad (i = 1, 2, \ldots, n),$$

où ne figure plus aucune force de liaison. Comme les variations brusques de vitesses sont produites par les seules forces de liaison, qui sont devenues très grandes pendant le temps très court $t_1 - t_0$, les quantités $Q_1, Q_2, \ldots, Q_n$ qui proviennent uniquement des forces ordinaires directement appliquées, telles que la pesanteur, etc., restent finies pendant le temps $t_1 - t_0$; les quantités $\frac{\partial T}{\partial q_i}$ restent également finies. Si donc on multiplie par dt les deux membres de la relation (4) et si l'on intègre de t_0 à t_1, les ntégrales provenant de $\frac{\partial T}{\partial q_i}$ et Q_i sont négligeables car $t_1 - t_0$ est très petit, et l'on obtient les n équations

$$(5) \qquad \left(\frac{\partial T}{\partial q'_i} \right)_1 - \left(\frac{\partial T}{\partial q'_i} \right)_0 = 0 \qquad (i = 1, 2, \ldots, n),$$

néaires et homogènes par rapport aux k différences

$$(q'_1)_1 - (q'_1)_0, \quad (q'_2)_1 - (q'_2)_0, \quad \ldots, \quad (q'_k)_1 - (q'_k)_0.$$

Dans ces équations (5), $q_1, q_2, \ldots, q_k$ ont les valeurs qui correspondent

à l'instant de la percussion, de sorte que $q_{n+1}, q_{n+2}, \ldots q_k$ sont nuls; mais il faut bien remarquer que les dérivées $q'_{n+1}, q'_{n+2}, \ldots, q'_k$ ne sont pas nécessairement nulles ni avant, ni après la percussion; elles seraient nulles *après* dans le cas particulier où les liaisons introduites seraient permanentes, car alors $q_{n+1}, q_{n+2}, \ldots, q_k$ resteraient nuls. Dans ce cas particulier, les n équations linéaires (5) donneraient

$$(q'_1)_1, \quad (q'_2)_1, \quad \ldots, \quad (q'_n)_1,$$

c'est-à-dire déterminaient complètement l'état des vitesses après la percussion. En dehors de ce cas particulier, on n'a que n équations pour déterminer k inconnues.

$$(q'_1)_1, \quad (q'_2)_1, \quad \ldots, \quad (q'_k)_1;$$

il faudra alors, comme dans le choc des corps semi-élastiques, faire des hypothèses particulières sur ce qui se passe après le choc.

523. Règle. — On peut résumer les équations (5) en disant qu'elles expriment la propriété suivante :

Les dérivées partielles de T, *par rapport aux dérivées de ceux des paramètres qui ne sont pas assujettis à s'annuler au moment du choc, ont les mêmes valeurs avant et après le choc.*

Exemple I. — Choc direct de deux sphères. — Soient deux sphères de rayons R_1 et R_2 et de masses m_1 et m_2 dont les centres se meuvent sur une droite fixe Ox. Les deux sphères sont supposées animées de mouvements de translation. Appelons x_1 et x_2 les abscisses des centres des deux sphères; la position du système dépend des deux paramètres x_1 et x_2; au moment du choc, une nouvelle liaison est brusquemect introduite : cette liaison s'exprime par l'équation

$$x_2 - x_1 - R_1 - R_2 = 0,$$

qui signifie que la distance des centres égale la somme des rayons. Pour définir la position du système, nous prendrons les deux paramètres

$$q_1 = x_1, \qquad q_2 = x_2 - x_1 - R_1 - R_2,$$

de manière que la liaison brusquement introduite s'exprime par $q_2 = 0$. On a alors

$$T = \tfrac{1}{2}(m_1 x'^2_1 + m_2 x'^2_2) = \tfrac{1}{2}[m_1 q'^2_1 + m_2(q'_1 + q'_2)^2].$$

La théorie précédente fournit alors l'équation unique

$$\left(\frac{\partial T}{\partial q'_1}\right)_1 - \left(\frac{\partial T}{\partial q'_1}\right)_0 = 0,$$

car q_1 ne s'annule pas au moment du choc, tandis que la variable q_2 est assujettie à s'annuler. On a, en faisant le calcul,

$$(6)\qquad m_1[(q'_1)_1-(q'_1)_0]+m_2[(q'_1)_1+(q'_2)_1-(q'_1)_0-(q'_2)_0]=0.$$

C'est là l'équation unique fournie par la théorie. Elle exprime que la somme des projections des quantités de mouvement sur Ox n'a pas varié. Pour achever de déterminer $(q'_1)_1$ et $(q'_2)_1$, il faut faire des hypothèses, comme au n° 510.

Exemple II. — Un disque circulaire homogène de masse M et de rayon R se meut dans un plan vertical xOy; à un instant t_0, il heurte l'axe fixe Ox et ne peut plus que rouler sur cet axe. Déterminer sa vitesse après le choc.

La position du système avant le choc dépend de trois paramètres, les coordonnées x et y du centre du disque et l'angle θ dont il a tourné dans le sens négatif de Oy vers Ox. Au moment du choc, deux liaisons nouvelles sont introduites :

1° Le disque reste en contact avec Ox, donc on a

$$y=R;$$

2° Il roule sur Ox, donc on a $x=R\theta$, en choisissant convenablement la position de l'origine. Nous prendrons comme paramètres

$$q_1=x,\qquad q_2=y-R,\qquad q_3=x-R\theta,$$

de sorte que les liaisons introduites s'expriment par $q_2=0$, $q_3=0$. On a

$$T=\frac{M}{2}(k^2\theta'^2+x'^2+y'^2),$$

Mk^2 désignant le moment d'inertie du disque par rapport au centre. Avec les nouveaux paramètres

$$T=\frac{M}{2}\left[k^2\frac{(q'_1-q'_3)^2}{R^2}+q'^2_1+q'^2_2\right].$$

Le seul paramètre que les liaisons nouvelles n'assujettissent pas à être nul est q_1; on a donc l'équation unique

$$\left(\frac{\partial T}{\partial q'_1}\right)_1-\left(\frac{\partial T}{\partial q'_1}\right)_0=0$$

ou

$$\frac{k^2}{R^2}[(q'_1)_1-(q'_3)_1-(q'_1)_0+(q'_3)_0]+(q'_1)_1-(q'_1)_0=0.$$

Mais q_3 reste nul, $(q'_3)_1$ est donc nul et l'on a, en revenant aux an-

ciennes variables x, y, θ et distinguant par les indices o et 1 les valeurs initiales et finales de x', y', θ',

$$\frac{k^2}{R^2}(x'_1 - R\theta'_0) + x'_1 - x'_0 = 0,$$

$$x'_1 = \frac{R^2 x'_0 + k^2 R\theta'_0}{k^2 + R^2}.$$

Cette formule donne la vitesse finale du centre dans le mouvement de roulement.

Par exemple si le mouvement au moment du choc est tel que

$$Rx'_0 + k^2\theta'_0 = 0,$$

le disque s'arrête.

EXERCICES.

1. Une barre homogène se meut dans un plan fixe; à l'instant t_0, elle heurte un clou O planté dans le plan : trouver l'état ultérieur des vitesses, en supposant que la barre reste en contact avec le clou sur lequel elle glisse sans frottement.

2. Un corps solide se meut dans l'espace : à l'instant t_0, on fixe brusquement un de ses points; trouver l'état ultérieur des vitesses.

3. Même problème, en supposant qu'on fixe deux points.

4. On considère une barre homogène dont les extrémités A et B peuvent glisser sans frottement sur deux axes fixes Ox et Oy. La barre étant immobile, un point matériel de masse m, animé d'une vitesse de projections u et v, vient la heurter et fait corps avec elle. Trouver la vitesse angulaire instantanée du système.

Réponse. — Appelons I le point de rencontre des normales en A et B aux deux axes (centre instantané), a et b les coordonnées de ce point, a' et b' celles du point heurté par le mobile, μ le moment d'inertie de la barre et du point réunis par rapport au point I; la vitesse angulaire ω après le choc est donnée par

$$\mu\omega = m[(a' - a)v - (b' - b)u].$$

5. Quand des percussions agissent sur un point matériel, la variation de force vive est égale à la somme des travaux que produiraient les forces d'où proviennent ces percussions si, pendant toute la durée de leur action, le point matériel conservait une vitesse constante égale à la somme géométrique de ses vitesses initiale et finale.

6. La perte de force vive est égale à la force vive due à la vitesse perdue moins le double de la somme des travaux que produiraient les forces si le point matériel conservait, pendant toute la durée de leur action, une vitesse constante et égale à la vitesse finale.

7. Le gain de force vive est égal à la force vive due à la vitesse gagnée (ou

perdue), augmentée du double des travaux que produiraient les forces si, pendant toute la durée de leur action, le point matériel conservait une vitesse constante et égale à la vitesse initiale.

8. La variation de la force vive totale d'un système est égale à la somme des travaux que produiraient les percussions tant intérieures qu'extérieures si chacun des points d'application de ces percussions conservait, pendant toute la durée de leur action, une vitesse constante égale à la somme géométrique de ses vitesses initiale et finale.

9. La perte de force vive du système est égale à la force vive due aux vitesses perdues diminuée du double de la somme des travaux que produiraient les percussions, tant intérieures qu'extérieures, si chacun de leurs points d'application conservait, pendant toute la durée de leur action, une vitesse constante égale à sa vitesse finale.

10. Quand des percussions agissent sur un corps solide, la variation de force vive est égale à la somme des travaux qu'elles produiraient si leurs points d'application conservaient, pendant toute la durée de leur action, une vitesse constante égale à la somme géométrique de leur vitesse initiale et de leur vitesse finale.

11. La perte de force vive éprouvée par le corps solide est égale à la force vive due aux vitesses perdues moins le double de la somme des travaux que produiraient les percussions si les points sur lesquels elles agissent conservaient, pendant toute la durée de leur action, une vitesse constante égale à leur vitesse finale.

(*Voir*, au sujet de ces théorèmes, l'*Étude géométrique sur les percussions et le choc des corps*, par M. Darboux, *Bulletin des Sciences mathématiques*, 1880).

CHAPITRE XXVII.

NOTIONS SUR LES MACHINES.

524. Définitions. — Une machine a pour but de transformer un travail en un autre. Elle se compose de trois parties principales qui sont :

1° *Un récepteur* qui reçoit un travail dû à des forces motrices (force musculaire, chute d'eau, pression d'un gaz ou d'une vapeur, forces électriques ou magnétiques);

2° *Un outil* qui fournit un travail utile, tel que l'ascension d'un fardeau, la traction d'un train, la désagrégation d'un métal par forage, rabotage, etc.;

3° *Une transmission de mouvement* reliant le récepteur à l'outil.

Vitesse de régime. — La vitesse de l'outil doit avoir, dans chaque machine, une valeur déterminée, suivant la nature du travail à produire. La vitesse que doit avoir chaque organe de la machine, pour réaliser ainsi le meilleur travail de l'outil, s'appelle la *vitesse de régime*. Cette vitesse est donnée.

525. Application du théorème des forces vives aux machines. — Soit une machine en mouvement de l'instant t_0 à l'instant t; pendant cet intervalle de temps $t - t_0$, les forces motrices agissant sur le récepteur ont produit un *travail moteur* $\mathfrak{T}_m$; les résistances subies par l'outil produisent un travail négatif $-\mathfrak{T}_u$; les résistances passives (frottements, trépidations, etc.) produisent un travail négatif $-\mathfrak{T}_p$. Le travail $\mathfrak{T}_u$, pris en valeur absolue, est le *travail utile*, $\mathfrak{T}_p$ le *travail passif;* la somme

$$\mathfrak{T}_u + \mathfrak{T}_p = \mathfrak{T}_r$$

s'appelle le *travail résistant*. Le travail passif $\mathfrak{T}_p$ peut être di-

minué par une bonne disposition des organes, par un graissage soigné; il ne peut jamais être entièrement annulé.

Si l'on appelle v_0 la vitesse d'une molécule m de la machine à l'instant t_0 et v sa vitesse à l'instant t, le théorème des forces vives donne

$$(1) \qquad \sum \frac{mv^2}{2} - \sum \frac{mv_0^2}{2} = \mathfrak{T}_m - \mathfrak{T}_u - \mathfrak{T}_p = \mathfrak{T}_m - \mathfrak{T}_r.$$

Voici quelques conséquences immédiates de cette équation :

1° Supposons que la machine parte du repos et marche jusqu'à l'instant t_1 où les vitesses sont v_1; alors, en affectant de l'indice 1 les travaux effectués jusqu'à cet instant,

$$\sum \frac{mv_1^2}{2} = \mathfrak{T}_m^1 - \mathfrak{T}_u^1 - \mathfrak{T}_p^1,$$

d'où

$$\sum \frac{mv_1^2}{2} < \mathfrak{T}_m^1 - \mathfrak{T}_u^1.$$

Donc, *la demi-force vive que possède une machine est plus petite que le travail dépensé non utilisé depuis sa mise en marche.*

2° La demi-force vive que possède une machine au temps t_1 doit être comptée comme une puissance qui sert au mouvement de la machine pendant les instants suivants; en effet, en appliquant le théorème des forces vives au mouvement qui suit l'instant t_1, du temps t_1 au temps t, on a

$$\sum \frac{mv^2}{2} - \sum \frac{mv_1^2}{2} = \mathfrak{T}_m - \mathfrak{T}_u - \mathfrak{T}_p,$$

$$(2) \qquad \mathfrak{T}_u = \mathfrak{T}_m + \sum \frac{mv_1^2}{2} - \left(\mathfrak{T}_p + \sum \frac{mv^2}{2}\right).$$

On voit que la demi-force vive que possède la machine à l'instant t_1 vient s'ajouter à $\mathfrak{T}_m$; tout se passe donc comme si, la machine partant du repos à l'instant t_1, le travail moteur était augmenté de $\sum \frac{mv_1^2}{2}$. Mais, d'après le théorème précédent, cette demi-force vive ne fait que restituer ainsi une partie seulement du travail moteur employé antérieurement à la produire. Donc, dans tous les cas, le travail utile est plus petit que le travail

moteur dépensé : ce qui montre *l'impossibilité du mouvement perpétuel.*

3° Dans l'évaluation des travaux effectués, d'un temps t_1 quelconque au temps $t > t_1$, la demi-force vive que possède la machine au temps t, doit être comptée comme une résistance; en effet, $\sum \frac{mv^2}{2}$ s'ajoute à $\mathfrak{T}_p$ dans l'équation (2). Si, à ce moment, on arrête la machine, cette force vive, ne se retrouvant plus comme puissance pendant les instants suivants, constitue donc une perte de travail moteur. On peut cependant éviter une partie de cette perte, en laissant la machine libre de continuer à se mouvoir sous l'action de cette force vive, après que le moteur a cessé d'agir. Mais quand le travail a été longtemps continué, cette perte de force vive, quand on arrête la machine, est une fraction insignifiante du travail dépensé.

4° Si l'on différentie l'équation (1), on a la relation

$$d\frac{\Sigma mv^2}{2} = \mathfrak{T}_{em} - \mathfrak{T}_{er},$$

où l'indice e rappelle qu'il s'agit du travail élémentaire moteur et résistant. Donc :

La force vive de la machine croît ou décroît à partir d'un certain moment, suivant que le travail élémentaire moteur l'emporte ou non sur le travail élémentaire résistant.

La force vive passe par un maximum ou un minimum, aux instants où le travail élémentaire moteur égale le travail élémentaire résistant.

526. Expression analytique de la force vive. — Une machine est généralement un système à liaisons complètes; la position des différentes pièces qui la composent dépend alors d'un seul paramètre qui est, par exemple, l'angle θ dont a tourné l'arbre principal de transmission de la machine. Nous désignerons par ω la vitesse angulaire $\frac{d\theta}{dt}$ de cet arbre.

Pour évaluer la force vive de la machine, remarquons qu'il existe dans toute machine deux espèces de pièces :

1° Les pièces qui tournent avec des vitesses angulaires propor-

tionnelles à ω : nous les appellerons pièces *tournantes;* les forces vives de ces diverses pièces sont proportionnelles à ω^2, et leur demi-force vive totale a pour expression

$$A\omega^2,$$

où A est une constante positive;

2° Les pièces qui oscillent (bielles, balanciers, etc.) et les pièces qui tournent avec des vitesses angulaires dont les rapports à ω dépendent de θ; nous les appellerons pièces *oscillantes*.

Dans une de ces pièces, les coordonnées x, y, z d'un point sont fonctions périodiques de θ :

$$x = \varphi(\theta), \qquad y = \psi(\theta), \qquad z = \chi(\theta);$$

les composantes de la vitesse de ce point sont

$$\frac{dx}{dt} = \varphi'(\theta)\omega, \qquad \frac{dy}{dt} = \psi'(\theta)\omega, \qquad \frac{dz}{dt} = \chi'(\theta)\omega,$$

et sa demi-force vive

$$\frac{mv^2}{2} = (\varphi'^2 + \psi'^2 + \chi'^2)\omega^2.$$

La demi-force vive totale de toutes les pièces oscillantes est donc de la forme

$$f(\theta)\omega^2,$$

$f(\theta)$ étant une fonction périodique de θ essentiellement positive.

En résumé, la demi-force vive totale de toute la machine est

$$[A + f(\theta)]\omega^2.$$

Il faut remarquer que les pièces oscillantes ont, en général, des masses petites; il y a exception pour les balanciers, mais ces derniers sont animés de faibles vitesses, de telle sorte que l'influence des pièces oscillantes sur la valeur de la force vive est accessoire et que $f(\theta)$ est petit par rapport à A. Pour la régularité de la marche, il y a intérêt à diminuer autant que possible le nombre et les masses des pièces oscillantes et à employer surtout des pièces tournantes. Ces dernières doivent être parfaitement centrées pour que le travail de la pesanteur ne soit pas tantôt moteur tantôt ré-

sistant; elles doivent tourner autour d'axes principaux d'inertie, car quand l'axe de rotation n'est pas un axe principal, il tend à changer de position dans l'espace et par conséquent à arracher les supports qui s'opposent à ce mouvement.

527. **Marche de la machine.** — Il faut considérer trois phases dans la marche de la machine :

Mise en marche,
Marche normale,
Période d'arrêt.

Pour la mise en marche, la force vive partant de zéro doit aller en croissant : le travail élémentaire moteur doit l'emporter sur le travail élémentaire résistant. L'inverse a lieu pendant la période d'arrêt.

Marche normale. — L'idéal de la marche normale serait une *marche uniforme* avec la vitesse de régime qui donne le meilleur travail utile. Alors, en appelant t_0 et t deux instants quelconques de la période normale, on aurait pour chaque point $v = v_0$

$$\sum \frac{mv^2}{2} = \sum \frac{mv_0^2}{2},$$

et par suite, d'après l'équation des forces vives,

$$\mathfrak{T}_m = \mathfrak{T}_r = \mathfrak{T}_u + \mathfrak{T}_p.$$

Le travail moteur, pendant un espace de temps quelconque de la période normale, serait égal au travail résistant.

Mais cet idéal est impossible à atteindre. C'est ce que nous allons montrer. Nous ferons voir ensuite comment on en approche à l'aide des *volants*.

528. **Causes d'irrégularité dans la période de marche normale.** — Dans la période de marche normale il y a différentes causes d'irrégularité dont les principales sont :

1° La présence des pièces à mouvement alternatif;

2° L'intermittence dans le développement de la force motrice qui peut être non pas constante, mais seulement périodique; ainsi, dans les machines à simple effet, la pression de la vapeur

sur le piston agit toujours dans le même sens; elle agit par exemple quand le piston monte et cesse quant il descend; l'action de la force motrice est alors intermittente et périodique;

3° L'intermittence dans le développement de la résistance utile, qui peut être non pas constante mais seulement périodique, comme quand l'outil est un pilon, un marteau, etc.

En vertu de ces causes d'irrégularité, il est impossible de maintenir la vitesse angulaire ω constante et égale à la vitesse de régime désirée Ω; le mouvement de la machine est sensiblement périodique, c'est-à-dire qu'il existe un intervalle de temps au bout duquel la machine se retrouve dans la même position et ω reprend la même valeur; cet intervalle de temps sera, par exemple, le temps que met l'arbre principal à faire un tour, c'est-à-dire θ à croître de 2π. Quand la machine a marché pendant cet intervalle de temps, elle revient au même état géométrique et mécanique; on dit qu'elle a décrit un *cycle*. L'égalité entre le travail moteur et le travail résistant n'a plus lieu à chaque instant; mais, quand il s'est écoulé un cycle, les vitesses redevenant les mêmes, la variation de force vive pendant un cycle est nulle, et l'on a l'équation

$$\mathfrak{T}_m^c = \mathfrak{T}_r^c = \mathfrak{T}_u^c + \mathfrak{T}_p^c$$

où l'indice supérieur c indique qu'il s'agit du travail pendant un cycle

Le rapport

$$\frac{\mathfrak{T}_u^c}{\mathfrak{T}_m^c} = 1 - \frac{\mathfrak{T}_p^c}{\mathfrak{T}_m^c}$$

s'appelle le *rendement* de la machine. Le rendement est toujours plus petit que 1, parce qu'il est impossible de faire disparaître complètement les résistances passives.

Coefficient de régularisation. — La vitesse angulaire ω redevenant la même après chaque cycle, passe évidemment au moins par un maximum et par un minimum dans chaque cycle. Soit ω_1 le plus grand maximum et ω_2 le plus petit minimum; on veut que la vitesse angulaire moyenne pendant un cycle, vitesse que l'on regarde comme égale à $\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$, soit précisément la vitesse de régime Ω donnée à l'avance,

$$\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} = \Omega.$$

En outre, pour que la marche soit aussi régulière que possible, c'est-à-dire pour que la vitesse angulaire ω s'écarte peu de sa valeur moyenne, il faut que $\omega_1 - \omega_2$ soit aussi petit que possible, ou encore que le rapport

$$\frac{\omega_1 - \omega_2}{\Omega}$$

soit aussi petit que possible. En désignant ce rapport par $\frac{1}{n}$, on appelle n le coefficient de *régularisation;* on a alors

$$\omega_1 - \omega_2 = \frac{\Omega}{n}$$

et la régularité sera d'autant plus grande que n sera plus grand. Nous verrons plus loin comment, pour une machine donnée, en ajoutant un volant à la machine, on arrive à faire que n ait une valeur donnée à l'avance. Pour cela nous commencerons par préciser la forme analytique de l'équation des forces vives.

529. Expression approchée du travail. — Dans la marche normale, les forces tant motrices que résistantes dépendent des positions et des vitesses de leurs points d'application. Mais l'influence de la position est généralement prépondérante et l'on peut approximativement admettre que les forces ne dépendent que des positions des points d'application, c'est-à-dire de θ; la somme de leurs travaux élémentaires est, dans cette hypothèse, de la forme

$$\mathfrak{T}_e = g(\theta)d\theta.$$

Équation des forces vives. — Cette équation est alors

$$(2) \qquad \tfrac{1}{2}\, d[A + f(\theta)]\omega^2 = g(\theta)\, d\theta,$$

d'où, en intégrant de o à θ et appelant ω_0 la vitesse angulaire pour $\theta = o$,

$$(3) \qquad [A + f(\theta)]\omega^2 - [A + f(o)]\omega_0^2 = 2\int_0^\theta g(\theta)d\theta = 2\mathfrak{T}_\theta,$$

$\mathfrak{T}_\theta$ désignant le travail total, tant moteur que résistant, accompli depuis la position qui correspond à la valeur $\theta = o$, jusqu'à la position qui correspond à une valeur quelconque de θ. Ce travail $\mathfrak{T}_\theta$ est, comme $f(\theta)$, une fonction de θ de période 2π.

Dans ces conditions, les positions de la machine pour lesquelles la force vive est *maximum ou minimum* sont les positions d'équilibre de la machine, c'est-à-dire les positions dans lesquelles la machine ne démarrerait pas, si on l'y plaçait sans vitesse, les forces ayant les mêmes valeurs que dans la marche normale. Cela résulte du principe des vitesses virtuelles; en effet, pour le déplacement unique $d\theta$ qu'on peut imprimer à la machine, la somme des travaux des forces est

$$g(\theta)\,d\theta;$$

les positions d'équilibre sont donc fournies par l'équation

$$g(\theta) = 0,$$

qui donne, en même temps, les maxima et minima de la force vive.

L'équation (3) montre comment interviennent les diverses causes qui empêchent ω d'être constant dans la marche normale. L'influence des pièces oscillantes se manifeste par le terme $f(\theta)$; celle de l'irrégularité dans le travail moteur et résistant, par le terme $\mathfrak{T}_\theta$ variable avec θ et ne s'annulant que périodiquement.

Maximum et minimum de ω. — D'après la formule (3), ω^2 est une fonction périodique de θ, reprenant la même valeur après un cycle, quand θ a augmenté de 2π. Nous simplifierons cette équation en négligeant complètement l'influence des pièces oscillantes, qui est faible en général. Alors $f(\theta)$ est regardé comme nul et l'on a

$$(4) \qquad A\omega^2 = A\omega_0^2 + 2\mathfrak{T}_\theta.$$

Appelons $\mathfrak{T}_1$ et $\mathfrak{T}_2$ le maximum et le minimum de $\mathfrak{T}_\theta$ quand θ varie de 0 à 2π; à ces valeurs correspondent le maximum ω_1 et le minimum ω_2 de ω :

$$A\omega_1^2 = A\omega_0^2 + 2\mathfrak{T}_1, \qquad A\omega_2^2 = A\omega_0^2 + 2\mathfrak{T}_2;$$

d'où, en retranchant,

$$A(\omega_1 - \omega_2)(\omega_1 + \omega_2) = 2(\mathfrak{T}_1 - \mathfrak{T}_2).$$

Mais on a posé, en appelant Ω la vitesse de régime et n le coef-

ficient de régularisation

$$\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} = \Omega, \qquad \omega_1 - \omega_2 = \frac{\Omega}{n}.$$

On a donc

$$(5) \qquad A = \frac{n}{\Omega^2}(\mathfrak{T}_1 - \mathfrak{T}_2).$$

530. Volants. — Le volant est une roue supplémentaire en fonte montée sur l'arbre moteur; cette roue a ordinairement un grand rayon et sa masse est reportée autant que possible sur la circonférence où elle forme une couronne, de façon que le moment d'inertie I du volant par rapport à l'axe soit considérable.

L'addition du volant permet de régulariser la marche normale, de manière que le coefficient de régularisation n prenne une valeur donnée. En effet, avant l'addition du volant, la force vive des pièces tournantes était $A\omega^2$; après, elle devient

$$(A + I)\omega^2,$$

et l'équation (5) se trouve remplacée par la suivante

$$(6) \qquad A + I = \frac{n}{\Omega^2}(\mathfrak{T}_1 - \mathfrak{T}_2).$$

Comme $\mathfrak{T}_1$, $\mathfrak{T}_2$ et Ω sont connus, et que n croît avec I, on régularise le mouvement d'autant plus qu'on prend I plus grand.

Calcul du volant. — Supposons n donné; alors on construit un volant dont le moment d'inertie est

$$(7) \qquad I = \frac{n}{\Omega^2}(\mathfrak{T}_1 - \mathfrak{T}_2);$$

cette valeur est plus grande que celle qui, d'après la formule (6), serait strictement nécessaire pour que le coefficient de régularisation ait la valeur donnée. Par suite, ce volant régularisera le mouvement plus qu'il n'est demandé. Pour calculer la masse à donner à la couronne, on fait le calcul en ne tenant pas compte du moment d'inertie des bras et du moyeu et en supposant le volant réduit à la seule couronne. Cette approximation a encore pour effet d'accroître la régularité; car, en réalité, le moment d'inertie du

volant ainsi construit est supérieur à celui que définit la formule (7).

Le volant étant réduit à la seule couronne de poids P et de masse $\frac{P}{g}$, on calcule son moment d'inertie en supposant la couronne remplacée par une circonférence matérielle de poids P dont le rayon est le rayon moyen de la couronne. On a ainsi pour le moment d'inertie du volant

$$\frac{P}{g}R^2,$$

et en écrivant que le moment d'inertie vérifie la condition (7)

$$\frac{P}{g}R^2 = \frac{n}{\Omega^2}(\mathfrak{T}_1 - \mathfrak{T}_2).$$

Si l'on remarque que $R\Omega$ est la vitesse linéaire V d'un point de la couronne, on a enfin la formule de Poncelet

$$(8) \qquad PV^2 = ng(\mathfrak{T}_1 - \mathfrak{T}_2),$$

qui donne P.

On peut aussi écrire cette formule comme il suit, en multipliant et divisant par le travail utile $\mathfrak{T}_u^c$ produit pendant un cycle

$$P = \frac{ng}{V^2}\left(\frac{\mathfrak{T}_1 - \mathfrak{T}_2}{\mathfrak{T}_u^c}\right)\mathfrak{T}_u^c.$$

Le premier facteur $\frac{\mathfrak{T}_1 - \mathfrak{T}_2}{\mathfrak{T}_u^c}$ est un rapport numérique indépendant des unités. Quant aux autres termes, on leur donne la forme suivante :

Supposons une machine de N_{ch} chevaux dont le volant fasse N tours par minute. Alors on a d'abord pour la vitesse V d'un point de la circonférence (l'unité de temps étant la seconde)

$$V = \frac{2\pi RN}{60}.$$

Pour avoir le travail utile $\mathfrak{T}_u^c$ pendant un tour du volant, remarquons que pendant une minute (N tours) le travail utile est $N\mathfrak{T}_u^c$ kilogrammètres; comme une machine d'un cheval donne 75^{kgm} de travail utile en une seconde, la machine considérée donnant $\frac{N\mathfrak{T}_u^c}{60}$

kilogrammètres par seconde est de $\frac{N\mathfrak{T}_u^c}{60.75}$ chevaux :

$$\frac{N\mathfrak{T}_u^c}{60.75} = N_{ch}.$$

On aura donc définitivement

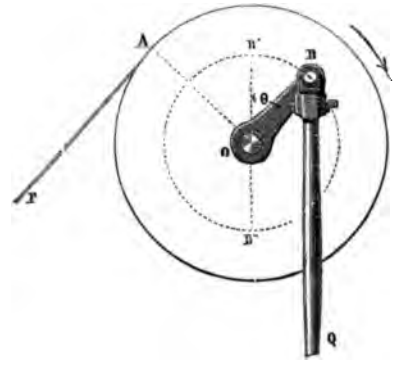
$$P = \frac{ng}{V^2}\left(\frac{\mathfrak{T}_1 - \mathfrak{T}_2}{\mathfrak{T}_u^c}\right)\frac{60.75}{N}N_{ch}.$$

Dans chaque cas particulier, le seul nombre à calculer est

$$\frac{\mathfrak{T}_1 - \mathfrak{T}_2}{\mathfrak{T}_u^c}.$$

531. **Exemples.** — Considérons un arbre tournant O (*fig.* 275), que nous supposerons horizontal. Imaginons, pour simplifier, que les diverses résistances soient constantes et agissent d'une manière continue. Nous pourrons alors les remplacer par une force unique F constante, tangente à un cercle de rayon constant OA $= a$. Quant à la puissance, nous la supposerons, comme dans toutes les machines à vapeur, appliquée à un

Fig. 275.



organe animé d'un mouvement alternatif et transmettant un mouvement de rotation à l'arbre O par l'intermédiaire d'une bielle QB et d'une manivelle OB de longueur b. Nous supposerons l'effort du moteur Q constant en grandeur et direction; nous admettrons donc que la bielle QB reste parallèle à une direction fixe et que l'effort Q s'exerce suivant cette bielle, de façon à faire tourner l'arbre dans le sens de la flèche (Bour, *Cours de Mécanique et machines,* 3e fascicule, p. 236). Divers cas sont à distinguer, suivant la façon dont s'exerce l'effort moteur.

Machine à simple effet. — Une machine est dite à simple effet quand l'effort moteur Q agit toujours dans le même sens, par exemple en descendant sur la figure; l'action du moteur est alors intermittente et s'exerce seulement pendant une demi-révolution de la manivelle, pendant que le bouton va de B′ en B″.

Cherchons d'abord quelle relation doit exister entre Q et F pour que le mouvement soit périodique.

S'il en est ainsi, après un tour entier, le point B devra reprendre la même vitesse, ce qui exige que le travail de la force Q soit égal à celui de la force F. La force Q produit, pendant la descente, le travail $2Qb$, et n'agit plus ensuite. La force F, qui agit constamment, effectue un travail négatif égal au produit de F par la circonférence $2\pi a$. On a donc

$$2Qb = 2\pi Fa. \tag{9}$$

Cette condition est évidemment suffisante. Supposons-la réalisée et cherchons à quelles positions du point B correspondent des maxima ou des minima de la vitesse angulaire ω ou du travail $\mathfrak{T}_\theta$. En appelant θ l'angle B′OB, le travail total, tant moteur que résistant, développé depuis le moment où θ est nul jusqu'au moment où il atteint la valeur θ moindre que π, est

$$\mathfrak{T}_\theta = bQ(1-\cos\theta) - Fa\theta = Fa[\pi(1-\cos\theta)-\theta], \tag{10}$$

d'après (9). Quand θ dépasse π la force Q cesse d'agir, et la valeur $\mathfrak{T}_\theta$ du travail développé depuis le moment où θ est nul devient

$$\mathfrak{T}_\theta = Fa(2\pi - \theta).$$

Le maximum et le minimum de $\mathfrak{T}_\theta$ correspondent aux valeurs de θ, qui annulent la dérivée de (10)

$$\sin\theta = \frac{1}{\pi}. \tag{11}$$

Cette équation a deux racines comprises entre 0° et 180; ce sont

$$\theta_2 = 0,1031\pi = 18^\circ 33',6,$$
$$\theta_1 = 0,8969\pi = 161^\circ 26',4.$$

La première donne un minimum $\mathfrak{T}_2$ pour le travail, la deuxième un maximum $\mathfrak{T}_1$.

Lorsque le point B remonte de B″ à B′, les seules forces appliquées étant résistantes, le travail décroît constamment. Donc, pour un tour entier, $\mathfrak{T}_1$ est bien le maximum et $\mathfrak{T}_2$ le minimum du travail. Calculant $\mathfrak{T}_1$ et $\mathfrak{T}_2$, on a

$$\mathfrak{T}_1 - \mathfrak{T}_2 = Fa(2\pi\cos\theta_2 + 2\theta_2 - \pi) = 2\pi aF.0,5517,$$

car $\theta_1 = \pi - \theta_2$. La formule générale (8) donne ensuite

$$PV^2 = ng(\mathfrak{T}_1 - \mathfrak{T}_2) = n.5,4125.2\pi a F.$$

Cette formule donne P, puisque V est connu.

Soient, comme plus haut, N le nombre de tours de volant par minute, N_{ch} le nombre de chevaux-vapeur mesurant la puissance de la machine. Le nombre de tours, par seconde, est $\frac{N}{60}$ et le nombre de kilogrammètres de travail résistant, par seconde, est

$$2\pi a F \frac{N}{60}.$$

En négligeant le travail passif, on voit que cette expression donne le travail utile effectué par seconde. La puissance en chevaux-vapeur est alors

$$N_{ch} = 2\pi a F \frac{N}{60.75},$$

et la formule devient

$$PV^2 = 24300 \frac{n N_{ch}}{N}.$$

Manivelle simple à double effet. — Dans cette manivelle, la force motrice, après avoir agi dans un sens pendant la première demi-circonférence B'BB'', devient égale et de sens contraire pendant la deuxième, et produit une seconde fois le même travail. Le travail de la force Q est donc double et, par suite, la condition de périodicité est

$$4Qb = 2\pi F a,$$

et le travail de B' en B ;

$$\mathfrak{T}_0 = Qb(1 - \cos\theta) - Fa\theta = Fa\left[\frac{\pi}{2}(1 - \cos\theta) - \theta\right].$$

Le maximum et le minimum correspondent aux valeurs de θ données par l'équation

$$\frac{\pi}{2}\sin\theta - 1 = 0.$$

D'où l'on tire

$$\theta_2 = 39^\circ 32' 35'', \qquad \theta_1 = 180^\circ - \theta_2.$$

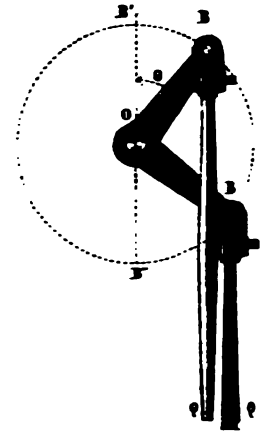
Tout calcul fait, on trouve

$$PV^2 = 4646 \frac{n N_{ch}}{N},$$

ou environ $\frac{1}{5}$ de la valeur obtenue ci-dessus; ce qui met bien en évidence l'influence du double effet sur la régularité du mouvement.

Manivelle double à double effet et à angle droit. — Supposons qu'au lieu d'une seule manivelle à double effet, il y en ait deux à angle droit OB et OB, sur lesquelles agissent des forces égales Q.

Fig. 276.



La condition de périodicité, puisqu'il y a deux forces égales à Q, devient

$$8bQ = 2\pi a F.$$

Le travail de B' en B est ici

$$\mathfrak{T}_5 = bQ(1 - \cos\theta) + bQ\left[1 - \cos\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right)\right] - Fa\theta,$$

et, en remplaçant Q par sa valeur,

$$\mathfrak{T}_5 = \frac{Fa}{4}[(2 - \cos\theta + \sin\theta)\pi - 4\theta].$$

Le minimum et le maximum sont donnés par l'équation

$$\sin\theta + \cos\theta = \frac{4}{\pi}.$$

Ils correspondent à

$$\theta_2 = 19^\circ 12', \qquad \theta_1 = 70^\circ 48'.$$

On a, tout calcul fait :

$$PV^2 = 465\,\frac{n N_{ch}}{N},$$

environ la dixième partie du résultat d'une manivelle à double effet.

On peut donc, par cette disposition, réduire à peu près dans le rapport de 1 à 10 le poids du volant, sans augmenter la différence des vitesses angulaires maxima et minima.

532. **Régulateurs.** — Nous nous sommes occupé jusqu'à présent de la *marche normale*, et nous avons vu comment le volant diminue les oscillations de la vitesse autour de sa valeur moyenne. Mais il peut survenir, à un moment donné, des changements dans le moteur ou dans les résistances utiles, de sorte qu'il tend à s'établir un autre régime ou une autre vitesse moyenne. Il est important d'empêcher cette variation dans la vitesse de régime : c'est la fonction des régulateurs. Nous nous bornerons ici à quelques considérations générales sur les régulateurs, empruntées à un article de M. Léauté, dans la *Revue générale des Sciences* (octobre 1890).

But et définition des régulateurs. — Les régulateurs sont des appareils qui ont pour objet de maintenir dans des limites aussi rapprochées que possible les variations de la *vitesse moyenne* d'une machine, dues aux modifications que subissent la puissance ou la résistance.

On donne souvent cette définition sous une forme plus concise en disant que les régulateurs ont pour but de maintenir la vitesse constante, malgré les perturbations de la résistance ou de la puissance.

Pour que la vitesse moyenne d'une machine puisse rester fixe, il faut qu'à cette vitesse il y ait équilibre entre le travail moteur et le travail résistant. Or cet équilibre peut être troublé pour diverses raisons :

Puissance.	Variations dans le niveau de l'eau pour les moteurs hydrauliques. — Variations dans la pression de la chaudière pour les moteurs à vapeur.....	Variations généralement peu importantes.
Résistance.	Les outils commandés fonctionnent d'une manière intermittente... — On débraye des outils en marche. — On embraye des outils au repos..	Ce sont les perturbations les plus importantes et les seules même qu'il y ait lieu, en général, de considérer.

De ces différentes causes résultent des variations de vitesse dont les effets deviennent nuisibles quand elles dépassent certaines limites, et qu'il faut dès lors éviter.

On peut rétablir l'équilibre troublé entre les travaux moteurs et résistants, sans changer la vitesse moyenne, en agissant sur l'un ou l'autre des deux termes : puissance ou résistance. Si, par exemple, on a débrayé des outils en marche, ce qui a eu pour conséquence d'augmenter la vitesse, on la ramènera à sa valeur primitive soit en augmentant la résistance de ce dont elle a été diminuée, soit en diminuant la puissance d'une quantité convenable.

Mais entre ces deux procédés, équivalents en théorie, il n'y a pas à hésiter en pratique; le plus avantageux évidemment, au point de vue de l'économie de force dépensée, consiste à ne pas créer de résistances supplémentaires et à régler la puissance suivant le travail à effectuer; on réserve, en général, le nom de *régulateurs* aux mécanismes qui agissent de cette manière.

On a ainsi la définition des régulateurs :

Les régulateurs sont des appareils qui règlent automatiquement la force dépensée, de façon à maintenir à peu près constante la vitesse moyenne du moteur, malgré les variations de la résistance ou de la puissance.

Différence entre le rôle du régulateur et celui du volant. — Le volant agit aussi pour régulariser le mouvement; mais son action est tout à fait distincte de celle du régulateur : il ne s'adresse pas aux mêmes causes d'irrégularité; il n'a d'influence que sur les variations momentanées de vitesse; il régularise le mouvement quand celui-ci est déjà périodiquement uniforme, et diminue l'écart des vitesses extrêmes qui existent pendant la durée de la période; mais il est sans effet pour maintenir à la vitesse moyenne la même valeur d'une période à une autre quand la résistance varie; il peut bien, en cas de perturbation, rendre moins brusque le passage d'un état de régime au suivant, mais il est incapable de modifier en rien la vitesse que prendra la machine dans son nouvel état.

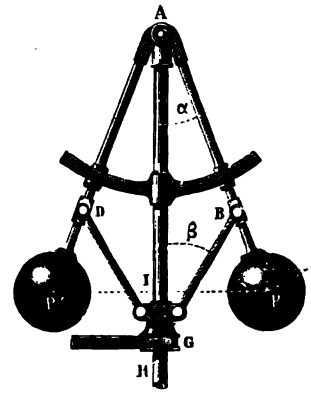
On peut résumer cette différence d'action du régulateur et du volant en disant : *le volant agit sur les oscillations de la vitesse autour de sa valeur moyenne; le régulateur, au contraire,*

agit sur la vitesse moyenne que font varier les perturbations survenues dans le régime.

Régulateur de Watt. — Le régulateur le plus simple est celui de Watt; il est construit de la façon suivante :

Quatre verges rigides, égales deux à deux, sont disposées dans un plan et articulées, à charnières, savoir : en A (*fig.* 277) sur un

Fig. 277.



arbre tournant vertical AI, en B et en D où elles forment un angle variable, en C sur un manchon qui entoure l'arbre AI, le long duquel il peut glisser. Les points P et P′ sont les centres de deux boules métalliques. Tout le système est entraîné par la rotation de l'arbre AI, et à chaque vitesse angulaire correspond une position d'équilibre relatif des boules. Quand la vitesse croît, les boules s'écartent et font monter le manchon, qui, par l'intermédiaire d'un système de leviers, ferme partiellement la valve d'admission de la vapeur. Quand la vitesse décroît, les boules se rapprochent, le manchon descend et ouvre plus grande la valve d'admission.

Pour une étude plus approfondie de ces appareils, nous renverrons au Cours professé par Poncelet à l'École de Metz, et à la *Mécanique* de Bour.

FIN DU TOME DEUXIÈME.

TABLE DES MATIÈRES.

PREMIÈRE PARTIE.

DYNAMIQUE ANALYTIQUE DU POINT.

CHAPITRE XVI.

Équations canoniques. Théorème de Jacobi. Applications.

Pages.

291. Historique 1

I. — ÉQUATIONS CANONIQUES.

292. Transformation de Poisson et d'Hamilton 2
293. Cas particulier où les expressions de x, y, z en fonction de q_1, q_2, q_3 ne contiennent pas explicitement le temps 5
294. Remarque 6
295. Intégrale des forces vives 7
296. Exemple. Force centrale fonction de la distance 8

II. — THÉORÈME DE JACOBI.

297. Théorème de Jacobi 9
Remarque 13
298. Cas particulier où t ne figure pas explicitement dans les coefficients de l'équation de Jacobi 14
299. Propriété géométrique des trajectoires 16
300. Coordonnées cartésiennes dans l'espace 17

III. — MOUVEMENT PLAN. MOUVEMENT SUR UNE SURFACE.

301. Généralités 19
302. Mouvement parabolique d'un point pesant dans le vide 21
303. Force centrale fonction de la distance 23
304. Forme des équations du mouvement d'une planète donnée par Jacobi 24
305. Lignes géodésiques des surfaces de Liouville. Application à l'ellipsoïde. 28

IV. — MOUVEMENTS DANS L'ESPACE.

Pages.
306. Mouvement d'une planète en coordonnées polaires, d'après Jacobi..... 30
307. Mouvement d'un point attiré par deux centres fixes en raison inverse du carré des distances..... 33
Intégration de l'équation d'Euler..... 38
308. Coordonnées elliptiques dans l'espace..... 39

V. — APPLICATIONS AU PRINCIPE DE LA MOINDRE ACTION, AUX COURBES BRACHISTOCHRONES, A L'ÉQUILIBRE DES FILS.

309. Moindre action. Point libre..... 41
Théorème..... 42
310. Point sur une surface..... 43
311. Mouvement parabolique..... 43
312. Courbes brachistochrones et figures d'équilibre des fils dans le cas d'une fonction des forces. Problème de la réfraction..... 43
Exercices sur le Chapitre XVI..... 45

DEUXIÈME PARTIE.

DYNAMIQUE DES SYSTÈMES.

CHAPITRE XVII.

Moments d'inertie.

313. Géométrie des masses..... 53

I. — DEFINITIONS ET EXEMPLES.

314. Définitions des moments d'inertie..... 54
1° Moment d'inertie par rapport à un plan..... 54
2° Moment d'inertie par rapport à un axe..... 54
3° Moment d'inertie par rapport à un point..... 54
4° Produits d'inertie..... 55
315. Systèmes continus..... 55
316. Exemples..... 55
1° Moments d'inertie d'une sphère homogène..... 55
2° Moments d'inertie d'un ellipsoïde homogène..... 56
3° Moments d'inertie par rapport à son axe d'un solide homogène de révolution limité par les plans de deux parallèles..... 57

II. — THÉORÈMES GÉNÉRAUX.

317. Variation du momemt d'inertie d'un système par rapport à un axe se déplaçant parallèlement à lui-même..... 58

Pages.

318. Variation du moment d'inertie par rapport à des axes passant par un même point. Ellipsoïde d'inertie..... 60
319. Conditions pour que l'axe Oz soit principal pour le point O..... 62
Théorème..... 62
320. Remarque..... 63
321. Problème de Binet..... 63
322. Lieu des points O' tels que le moment d'inertie par rapport à l'un des axes principaux relatifs à O' ait une valeur donnée Mp^2..... 65
323. Détermination expérimentale des moments d'inertie..... 66
Exercices sur le Chapitre XVII..... 66

CHAPITRE XVIII.

Théorèmes généraux sur le mouvement des systèmes.

324. Indication de la méthode..... 70

I. — THÉORÈME DE LA PROJECTION DES QUANTITÉS DE MOUVEMENT OU DU MOUVEMENT DU CENTRE DE GRAVITÉ.

325. Forces intérieures et extérieures..... 70
326. Démonstration du théorème..... 71
327. Exemples..... 72
1° Pas de forces extérieures..... 72
2° Système pesant dans le vide..... 73
3° Attraction proportionnelle à la distance..... 73
Remarque..... 73
4° Marche..... 74
5° Recul des armes à feu..... 74
6° Exercice..... 74

II. — THÉORÈME DES MOMENTS DES QUANTITÉS DE MOUVEMENT.

328. Démonstration..... 75
329. Théorème des aires..... 76
330. Représentation géométrique des deux théorèmes..... 78
331. Cas particuliers où le moment résultant de forces extérieures est nul par rapport au point O. Plan du maximum des aires..... 79
332. Somme des moments des quantités de mouvement des points d'un corps solide tournant autour d'un axe par rapport à cet axe..... 79
333. Application..... 80
333 *bis*. Remarque sur le théorème des aires..... 82
Calcul..... 84
334. Mouvement relatif par rapport à un système d'axes animé d'un mouvement de translation rectiligne et uniforme..... 85
335. Théorème des moments des quantités de mouvement dans le mouvement relatif autour du centre de gravité..... 85
Théorème..... 87
336. Interprétation géométrique..... 88

Pages.
337. Applications 88
1° Théorème des aires 88
2° Le moment résultant des forces extérieures par rapport au point G est nul 88
3° Application au système solaire. Plan invariable de Laplace 89
4° Mouvement d'une barre pesante dans le vide 90
5° Système pesant déformable 91
338. Cas général où les théorèmes des projections et des moments des quantités de mouvement donnent une intégrale première 92

III. — Théorème des forces vives.

339. Démonstration 92
340. Remarque sur les corps solides 94
341. Cas dans lequel l'action mutuelle de deux points du système est fonction de leur seule distance 95
342. Cas où le théorème des forces vives donne une intégrale première 95
343. Homogénéité 96
344. Exemple 96
345. Distinction des forces en forces directement appliquées et forces de liaison 97
346. Cas particulier important où les travaux des forces de liaison sont nuls. 97
347. Application. Chaîne homogène pesante glissant sans frottement sur une courbe fixe 98
Calcul de la tension 102
348. Mouvement d'une vis mobile sans frottement dans un écrou fixe 103
349. Application au problème des trois corps 105
350. Théorème des forces vives dans le mouvement relatif autour du centre de gravité 106
Théorème de Kœnig 107
Exemple. Système pesant dans le vide 108
351. Remarques de Jacobi sur un système de points libres sollicités par des forces dérivant d'une fonction des forces homogène par rapport aux coordonnées des points 108

IV. — Énergie.

352. Système conservatif 112
353. Énergie potentielle. Signification mécanique 113
354. Conservation de l'énergie 114
Remarque 115
355. Signification mécanique de l'énergie totale 116
356. Exemples 118
1° Points matériels s'attirant proportionnellement à la distance 118
2° Pendule 119
3° Oscillation d'une lame élastique 120
4° Horloge 121
357. Un système sur lequel agissent des forces intérieures dépendant seulement des positions des points, est nécessairement conservatif 121

Pages.
358. Des frottements et des résistances..... 122
Exercices sur le Chapitre XVIII..... 124

CHAPITRE XIX.

Dynamique du corps solide. Mouvements parallèles à un plan.

I. — Mouvement d'un corps solide autour d'un axe fixe.

359. Équation du mouvement..... 127
360. Réactions de l'axe..... 129
Cas particulier..... 130
361. Axes permanents et axes spontanés de rotation..... 131
Remarque..... 133
362. Pendule composé..... 134
Théorème de Huygens..... 135
363. Étude de la variation de la longueur du pendule simple synchrone quand on déplace l'axe de suspension dans un corps..... 136
364. Machine d'Atwood..... 137

II. — Mouvement d'un solide parallèlement a un plan fixe.

365. Généralités..... 140
Remarque..... 142
366. Exemple I..... 142
367. Exemple II. Mouvement d'un cercle homogène pesant, assujetti à rester dans un plan vertical et à rouler sans glissement sur une droite de ce plan..... 144
368. Exemple III. Mouvement d'un double cône paraissant remonter, quoique descendant, sur un plan incliné..... 146
369. Pendule elliptique..... 149
370. Problème..... 152
370 *bis*. Exercice..... 154

III. — Frottement de glissement et résistance de milieu.

371. Généralités..... 156
372. Frottement de glissement..... 158
373. Discontinuités possibles dans les équations du mouvement..... 159
374. Exemple I..... 160
375. Exemple II. Mouvement avec frottement d'un cerceau vertical sur une droite horizontale..... 162
376. Exemple III..... 165
377. Frottement des tourillons sur les coussinets..... 167
378. Modérateur à ailettes..... 169
379. Arc-boutement..... 171

IV. — Frottement de roulement.

380. Généralités..... 171
381. Roulement..... 172

Pages.
382. Exemple I. Roulement d'un cylindre circulaire homogène pesant sur un plan horizontal..... 173
383. Emploi des rouleaux pour transporter les matériaux sur un sol horizontal..... 175
Exercices sur le Chapitre XIX..... 177

CHAPITRE XX.

Mouvement d'un solide autour d'un point fixe.

384. Historique..... 186

I. — ÉQUATIONS D'EULER.

385. Préliminaires géométriques..... 187
386. Préliminaires cinématiques. Rotation instantanée..... 189
Remarque..... 190
387. Force vive du corps..... 191
388. Moments des quantités de mouvement. Moment résultant..... 192
389. Équations du mouvement..... 192
390. Équations d'Euler..... 194
391. Réaction du point fixe..... 194
392. Cas où les axes sont mobiles dans le corps..... 196

II. — LES FORCES EXTÉRIEURES ONT UNE RÉSULTANTE UNIQUE PASSANT PAR LE POINT FIXE.

393. Intégrales premières..... 197
394. Étude du mouvement : intégration par les fonctions elliptiques..... 199
395. Cas particuliers..... 204
396. Cas où l'ellipsoïde d'inertie est de révolution..... 206
397. Indications sommaires sur le calcul des neuf cosinus en fonction du temps..... 208
398. Représentation géométrique du mouvement d'après Poinsot..... 211
Théorèmes I, II, III..... 212
Polhodie..... 214
Herpolhodie..... 217
Cas particuliers..... 218
Stabilité de la rotation autour des axes principaux..... 219
399. Équation de l'herpolhodie..... 221
Remarque..... 225
Herpolhodographe de MM. Darboux et Kœnigs..... 225
Exemple d'herpolhodie algébrique..... 228
Théorème de M. Sylvester..... 229

III. — MOUVEMENT D'UN SOLIDE PESANT AUTOUR D'UN POINT FIXE.

400. Intégrales fournies par les théorèmes généraux..... 230
1° Intégrale des forces vives..... 230
2° Intégrale des aires..... 230

Pages.
401. Cas de Lagrange et de Poisson 231
402. Cas particulier 237
403. Intégration par les fonctions elliptiques 240
Cas de réduction aux intégrales pseudo-elliptiques, d'après M. Greenhill 241
404. Représentation cinématique du mouvement 242
405. Cas d'intégrabilité de Mme Kowalewski 242
406. Exemple de l'emploi d'axes mobiles dans le corps et dans l'espace 245

IV. — Frottement et résistance du milieu.

407. Frottement 246
Remarque 250
408. Résistance de milieu 251
Exercices sur le Chapitre XX 252

CHAPITRE XXI.

Corps solide libre.

I. — Généralités.

409. Équations du mouvement 261
410. Exemples simples 263
1° Solide pesant dans le vide 263
2° Corps solide dont les éléments sont attirés par un centre fixe O proportionnellement à la distance 263
3° Planète supposée formée de couches sphériques concentriques et homogènes 263
411. Mouvement d'un ensemble de solides 263

II. — Corps pesant en contact avec un plan horizontal.

412. Historique 263
413. Corps homogène pesant de révolution glissant sans frottement sur un plan horizontal fixe 264
1° La projection horizontale du centre de gravité G est fixe 266
Courbe décrite sur le plan par le point de contact 268
2° Cas général 268
414. Exemples :
1° Toupie 268
2° Pièce de monnaie 269
3° Remarque de Puiseux 269
4° Théorie du pied équilibriste ou gyroscope de Gervat 270
415. Remarque de Thomson 271
416. Corps pesant touchant, par une surface cylindrique, un plan horizontal poli 272
Remarque 274

Pages.

417. Mouvement avec frottement d'une sphère homogène pesante sur un plan horizontal (bille de billard) 274
Exercices sur le Chapitre XXI 278

CHAPITRE XXII.

Mouvement relatif.

I. — Théorèmes généraux.

418. Équations du mouvement relatif d'un point 285
419. Force vive relative 287
420. Équilibre relatif 287
Application 288
Remarque 290
421. Mouvement relatif par rapport à des axes animés d'un mouvement de translation 290
Exemple. Mouvement d'une planète autour du Soleil 291
422. Exercice. Mouvement relatif d'un point pesant assujetti à rester sur un plan incliné P parfaitement poli qui tourne avec une vitesse angulaire constante ω autour d'une verticale 291

II. — Mouvement et équilibre relatifs des systèmes.

423. Généralités 293
424. Mouvement d'un système autour de son centre de gravité 293
425. Exemple de mouvement relatif 294
Équilibre relatif 295
426. Corps solide. Cas particulier dans lequel les forces centrifuges ont une résultante unique 296
427. Bicyclettes 297

III. — Équilibre et mouvements relatifs a la surface de la Terre.

428. Historique 302
429. Équilibre relatif à la surface de la Terre 303
430. Mouvement relatif à la surface de la Terre 306
431. Chute libre d'un point pesant 307
432. Pendule de Foucault 309
Cas particulier 311
Expérience de Foucault 312
Théorème de Chevilliet 313
433. Gyroscope 313
Exercices sur le Chapitre XXII 315

CHAPITRE XXIII.

Principe de d'Alembert.

I. — ÉQUATION GÉNÉRALE DE LA DYNAMIQUE.

Pages.
434. Énoncé du principe..... 319
435. Équation générale de la Dynamique pour un système à liaisons sans frottement..... 319
436. Équations du mouvement par la méthode des multiplicateurs de Lagrange..... 320
Remarque..... 322
437. Problème..... 323
438. Mouvement d'une chaîne homogène pesante sur une courbe fixe..... 324

II. — THÉORÈMES DÉDUITS DU PRINCIPE DE D'ALEMBERT.

439. Cas particulier du théorème des projections des quantités de mouvement..... 325
440. Cas particulier du théorème des moments..... 326
441. Cas particulier du théorème des forces vives..... 327

III. — APPLICATION DU PRINCIPE DE D'ALEMBERT AU CAS DU FROTTEMENT DE GLISSEMENT.

442. Méthode..... 328
443. Exemple..... 329
Exercices sur le Chapitre XXIII..... 330

CHAPITRE XXIV.

Équations de Lagrange.

I. — FORMATION DES ÉQUATIONS.

444. Réduction des équations du mouvement au nombre minimum dans un système sans frottement..... 332
445. Remarque..... 336
446. Premier exemple. Problème..... 337
447. Équations d'Euler..... 338
448. Exemple de liaisons dépendant du temps..... 339

II. — APPLICATIONS DES ÉQUATIONS DE LAGRANGE.

449. Intégrale des forces vives..... 340
450. Problème..... 342
451. Corps pesant de révolution glissant sans frottement sur un plan horizontal..... 344

Pages.
452. Mouvement d'un corps pesant de révolution roulant et pivotant, sans glisser, sur un plan horizontal 344
Exemple 349
453. Intégrale analogue à celle des forces vives dans certains cas où les liaisons dépendent du temps 350

III. — Petits mouvements autour d'une position d'équilibre stable.

454. Stabilité de l'équilibre 351
Limites des vitesses 353
Remarque I 353
Remarque II 354
455. Petits mouvements 354
1° Système à liaisons complètes 354
Exemple 356
Remarque 357
2° Systèmes à deux degrés de liberté 358
Cas particulier 361
Autre méthode 361
Application 362
Remarque 364
3° Cas général 364
Remarque 368
456. Petits mouvements troublés par une force perturbatrice périodique ... 368

IV. — Oscillations autour d'un mouvement stable.

457. Équations 371
458. Exemple 372

V. — Application des équations de Lagrange au mouvement relatif.

459. Première méthode indépendante de la théorie du mouvement relatif .. 374
460. Exemple 375
Remarque 377
461. Deuxième méthode tirée de la théorie du mouvement relatif 377
462. Méthode mixte de Gilbert 380
Calcul de T 378
463. Application au mouvement relatif d'un système pesant par rapport à la Terre en tenant compte du mouvement de la Terre 381
464. Exemple. Corps pesant de révolution suspendu par un point de son axe 384
465. Boussole gyroscopique de Foucault 386
466. Barogyroscope de Gilbert 387
Exercices sur le Chapitre XXIV 391

CHAPITRE XXV.

Équations canoniques. — Théorèmes de Jacobi et de Poisson. Principes d'Hamilton et de la moindre action.

II. — Équations canoniques.

Pages.
467. Transformation de Poisson et d'Hamilton 397
468. Cas particulier où les liaisons sont indépendantes du temps 399
469. Cas où les liaisons étant indépendantes du temps, il existe une fonction des forces; intégrale des forces vives 400
Remarque 400
470. La transformation de Poisson-Hamilton est toujours possible 401

II. — Théorème de Jacobi et applications.

471. Théorème de Jacobi 401
472. Cas particulier où t ne figure pas dans les coefficients de l'équation de Jacobi 402
Remarque 403
473. Application au mouvement d'une toupie sur un plan horizontal 403
474. Exemple dans lequel les liaisons dépendent du temps 407
475. Théorème de Liouville 409
476. Théorème de Staeckel 411
477. Application de la transformation de Legendre à l'équation de Jacobi .. 412

III. — Théorème de Poisson.

478. Généralités sur les équations différentielles 414
479. Conditions pour que $f = C$ soit une intégrale première; parenthèses de Poisson 415
480. Identité de Poisson 417
481. Théorème de Poisson 419
482. Cas particulier où H ne contient pas t. Remarque sur l'intégrale des forces vives 420
483. Exemple 421

IV. — Principe d'Hamilton. Principe de la moindre action.

484. Principe d'Hamilton 423
485. Équations de Lagrange déduites du principe d'Hamilton 425
486. Cas particulier où les composantes suivant les axes des forces appliquées sont les dérivées partielles d'une fonction U des coordonnées et du temps 426
487. Principe de la moindre action 426
488. Problème des géodésiques 430
489. Calcul de l'action le long d'une trajectoire 431
490. Propriétés géométriques des trajectoires 432

Pages.

491. Extension de l'idée de fonction de forces. Fonction de forces dépendant des vitesses et du temps 434
492. Problème de M. Mayer pour le cas où les forces sont intérieures 435

V. — MULTIPLICATEUR DE JACOBI.

493. Définition du multiplicateur 437
494. Équation du multiplicateur 438
495. Invariance du multiplicateur 440
496. Usage du multiplicateur 442
497. Dernier multiplicateur 443
498. Exemple 444
499. Application aux équations canoniques 446
Autres causes de simplification 447
500. Application. Problème de M. de Brun 449

VI. — PROPRIÉTÉS DES INTÉGRALES. INVARIANTS INTÉGRAUX.

501. Intégrales 450
502. Théorème de M. Kœnigs 452
503. Théorème de Poisson 456
504. Invariants intégraux 458
Exercices sur le Chapitre XXV 464

CHAPITRE XXVI.

Chocs et percussions.

I. — PERCUSSIONS APPLIQUÉES A UN POINT MATÉRIEL.

505. Définitions 468
506. Percussions appliquées à un point matériel 469
1° Une percussion 469
2° Plusieurs percussions 471
507. L'effet des forces ordinaires, comme la pesanteur, est nul pendant la durée d'une percussion 472
508. Résumé. Théorèmes relatifs à un point matériel 473

II. — PERCUSSIONS APPLIQUÉES A UN SYSTÈME.

509. Théorèmes généraux 473

III. — APPLICATIONS DES THÉORÈMES GÉNÉRAUX.

510. Choc direct de deux sphères 476
1° Les corps sont parfaitement mous 477
2° Les corps sont parfaitement élastiques 478
3° Cas intermédiaire 479

Pages.
511. Percussions appliquées à un solide mobile autour d'un axe fixe Oz. 479
512. Cas d'une percussion unique. Centre de percussion..... 481
Cas d'une plaque..... 483
513. Pendule balistique..... 484
514. Corps solide mobile autour d'un point fixe..... 486
Exemples. Cas d'une seule percussion..... 487
515. Corps solide entièrement libre..... 488

IV. — Equation générale de la théorie des percussions. Théorème de Carnot.

516. Équation générale..... 489
Remarque sur les percussions de liaison..... 491
517. Sur les liaisons existant au moment des percussions et du choc..... 492
518. Conséquences de l'équation générale..... 493
519. Théorème de Carnot..... 493
Applications du théorème de Carnot..... 495
Corps solide mobile autour d'un axe fixe..... 495
Corps solide mobile autour d'un point fixe..... 495
Premier exemple. Pendule balistique..... 496
Deuxième exemple..... 496
Troisième exemple..... 497
520. Extension du théorème de Carnot au cas où certaines percussions sont données..... 498
521. Théorème de M. G. Robin..... 499
Remarque..... 500

V. — Emploi des équations de Lagrange dans la théorie du choc et des percussions.

522. Équations..... 500
523. Règle..... 503
Exemple I. Choc direct de deux sphères..... 503
Exemple II..... 503
Exercices sur le Chapitre XXVI..... 505

CHAPITRE XXVII.

Notions sur les machines.

524. Définitions..... 507
525. Application du théorème des forces vives aux machines..... 507
526. Expression analytique de la force vive..... 509
527. Marche de la machine..... 511

Pages.
528. Causes d'irrégularité dans la période de marche normale 511
Coefficient de régularisation..... 512
529. Expression approchée du travail..... 513
530. Volants..... 515
531. Exemples..... 517
532. Régulateurs..... 521

FIN DE LA TABLE DES MATIÈRES DU TOME DEUXIÈME.

20320 Paris. — Impr. GAUTHIER-VILLARS ET FILS, quai des Grands-Augustins, 55.

APR 10 1934